



Библиографический список

1. Парментье Р. Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. М.: Мир, 1991. С. 185.
2. Yeh W., Kao Y. Universal Scaling and Chaotic Behavior of a Josephson-Junction Analog // Physical Review Letters. 1982. Vol. 49. P. 1888.
3. Ariyasu J., Bishop A. Determination of the onset of spatiotemporal complexity induced by soliton competition in a perturbed sine-Gordon chain // Physical Review. 1989. Vol. A39. P. 6409.
4. Абдуллаев Ф.Х. Динамический хаос солитонов. Ташкент: ФАН, 1990.
5. Лавкин А.Г. Исследование диссоциации бризера синус-Гордона во внешнем поле // Ядерная физика. 1991. Т. 54. С. 1290.

6. Карпман В.И. Особые точки и предельные циклы фазовых траекторий бризеров уравнения Синус–Гордона // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1983. Т. 84. С. 289.
7. Barashenkov I.V., Smirnov Yu.S., Alexeeva N.V. Bifurcation to multisoliton complexes in the ac-driven, damped nonlinear Schrödinger equation // Physical Review. 1998. Vol. E57. P. 2350.
8. Лавкин А.Г. Исследование диффузионной диссоциации классической гетерополярной молекулы в поле поляризованного ИК излучения // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. С. 1021.
9. Матрасулов Д.У. Хаос в сверхкритическом атоме // Ядерная физика. 2001. Т. 64. С. 299.
10. Карпман В. Preprint IZMIRAN. № 52A, 1981.

УДК 539.194

НЕРЕГУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА ПОЛЕЙ ЯНГА–МИЛЛСА В ТЕРМОСТАТЕ

А.Г. Лавкин, М.Б. Мысенко, И.Н. Антонов

Саратовский государственный университет,
кафедра теоретической и математической физики
E-mail: TMF@sgu.ru

Исследуется хаотичность калибровочных полей в модели Янга–Миллса в формализме ланжевеновских источников в термостате. Методом максимальных ляпуновских показателей показано, что с ростом температуры возрастает и радиус корреляции (конфайнмента), то есть имеет место фазовый переход адронная материя – кварк-глюонная плазма. Причиной этого фазового перехода является стабилизация динамики полей глюонов флуктуациями термостата.

Ключевые слова: калибровочное поле, поле Янга–Миллса, конфайнмент, квантовая хромодинамика, кварк-глюонная плазма, метод источников Ланжевена.

The Irregular Dynamics of the Yang–Mills Fields in Thermostat

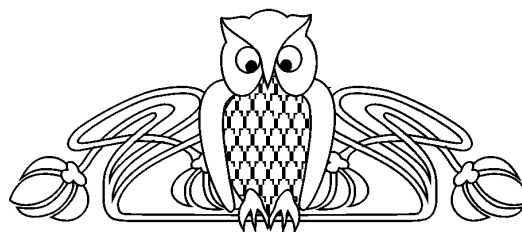
A.G. Lavkin, M.B. Mysenko, I.N. Antonov

Dynamics of the homogeneous SU (2) Yang–Mills fields in thermostats and at their stochastic quantization are investigated by the Langeven's sources method.

It is shown, that with growth of temperature the phase transition confinement-deconfinement in chromodynamics takes place, and quantization of the Yang–Mills fields results in increase of radius of correlation (confinement) colors.

Key words: gage field, Yang–Mills field, confinement, quantum chromodynamics, quark-gluon plasma, Langeven's sources method.

Актуальность исследования хаотичности калибровочных полей в модели Янга–Миллса (ЯМ) связана с возможностью нетрадиционной интерпретации конфайнмента носителей цветных



зарядов (кварков и глюонов) в физике высоких энергий.

Наиболее доступны для исследования на хаотичность пространственно – однородные и плоские калибровочные поля ЯМ. Причем плоские волны ЯМ могут быть сведены к однородному случаю, так как они получаются из однородных с помощью преобразования Лоренца. Это преобразование всегда существует, в отличие, например, от линейной безмассовой электродинамики, именно благодаря нелинейности свободных неабелевых калибровочных полей ЯМ [1].

Несмотря на то, что эти модели полей ЯМ являются крайним упрощением для реальных пространственно-неоднородных полей, их исследования представляют значительный интерес вследствие следующих обстоятельств.

- Условие однородности означает длинноволновое приближение (или сильные поля) $\lambda \gg \gg A^{-1}$ (λ , A – безразмерные длина волны и амплитуда поля) и можно надеяться, что изучение таких моделей полезно для получения информации об инфракрасном режиме квантовой хромодинамики (КХД) – наиболее неясном ее пункте.

- Однородные модели важны при рассмотрении проблемы квантования калибровочных полей в модели ЯМ. Поскольку хаотичность



означает разрушение интегралов движения, то возникает проблема определения спектра гамильтониана даже для однородной системы. В частности, однородные калибровочные поля ЯМ являются примером системы, хаотичной при сколь угодно малых значениях плотности энергии. Это означает, что в области малых энергий приближение квантового осциллятора является неоправданным, так как нарушено требование о дискретности спектра гамильтониана.

- Однородные модели, благодаря своей математической простоте, позволяют изучать характерную роль нелинейности – «самодействия» калибровочных полей в модели ЯМ при наличии конечного числа степеней свободы с возможностью интенсивного использования компьютерного эксперимента. Это дает важную информацию о поведении и неоднородных калибровочных полей ЯМ. В динамике последних в случае, например, периодических граничных условий фактически участвует конечное число мод.

- Важное обстоятельство связано со свойствами отсутствия интегрируемости неоднородного калибровочного поля в модели ЯМ при условии его неинтегрируемости в однородном случае. Энергетический порог появления хаотической неустойчивости зависит в общем случае от числа степеней свободы системы и, как правило, имеет тенденцию к уменьшению при увеличении числа степеней свободы. В этом смысле можно надеяться, что рассмотрение однородных моделей окажется полезным для оценки верхней границы плотности энергий, необходимых для возникновения хаоса в этой нелинейной полевой системе [2].

- Возможным проявлением хаотичности («перемешивания» частиц в частотном пространстве) в условиях эксперимента является случайный разброс масс частиц, соответствующих массивным хаотичным полям. Причем, поскольку хаотичность означает наличие сплошного спектра, то и соответствующий разброс масс частиц является непрерывным [2].

Анализ современных методов исследований показывает, что можно учесть влияние конечной температуры на нерегулярную динамику однородных полей ЯМ и проследить фазовый переход к кварк-глюонной плазме, по меньшей мере качественно, на достаточно простой математической модели, не прибегая к численному моделированию на решетке [3, 4], с помощью формализма ланжевеновских источников.

Рассмотрим свободные однородные поля глюонов при конечной температуре T . Для этого учтем взаимодействие полей глюонов с термостатом с помощью формализма ланжевеновских

источников. Такой подход широко используется при численном моделировании броуновской динамики частиц [5]. В результате уравнения движения принимают следующий вид:

$$\ddot{X} + Y^2 X = R_x - \beta \dot{X} \quad \text{и} \quad \ddot{Y} + X^2 Y = R_y - \beta \dot{Y} \quad (1)$$

и описывают систему связанных нелинейных осцилляторов, на которые действует случайная сила («толчки») $R(t)$ со стороны термостата. Трение (слагаемые $\beta \dot{X}$ и $\beta \dot{Y}$ в соответствующих уравнениях) вводится для того, чтобы исключить «перегрев» динамической системы под действием силы $R(t)$, которая имеет нормальное распределение с дисперсией $\langle R^2 \rangle = \beta T$. При этом численное моделирование выполняется при условии, что время корреляции случайной силы

$$t_R = \langle R^2 \rangle^{-1} \int_0^{+\infty} \langle R(t)R(0) \rangle dt \sim \langle R^2 \rangle^{-1} \beta T, \quad (2)$$

много меньше времени корреляции скорости $V(\dot{X}$ и $\dot{Y})$ системы, т.е.

$$t_V = \langle V^2 \rangle^{-1} \int_0^{+\infty} \langle V(t)V(0) \rangle dt \sim \beta^{-1}. \quad (3)$$

Мы будем рассматривать уравнения (1) при $E \leq 1$, так что условие $t_R \ll t_V$ будет выполнено, если взять $\beta \ll 1$. Таким образом, система уравнений (1) позволяет учесть влияние конечной температуры на хаотичную динамику полей ЯМ.

Можно предположить, что заметное стабилизирующее влияние на глюоны должен оказывать термостат при достаточно высокой температуре (стабилизация систем, синхронизируемых внешними «толчками», является довольно обычной в теории динамических систем [5–7]).

С целью подтверждения этого предположения промоделируем хаотичность однородных полей ЯМ в термостате методом максимальных ляпуновских показателей $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty)$ [8]. Решим для этого уравнения (1) численно методом Рунге–Кутты в относительных единицах при $E=0.29$, $\beta=10^{-4}$. В этом случае при нулевой температуре максимальный ляпуновский показатель $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty)=0.28$ определенно положительный и имеет место развитая хаотичность полей глюонов.

На рис. 1 представлена временная зависимость инкремента неустойчивости свободных полей глюонов при $\beta T=10^{-1}$. Видно, что при этом максимальный ляпуновский показатель практически совпадает с аналогичной величиной при нулевой температуре.

Из рис. 2 видно, что это же имеет место в интервале $0 \leq \beta T \leq 5$. Но при дальнейшем повышении температуры при $\beta T \geq 5$ максимальный ляпунов-



ский показатель начинает заметно уменьшаться. Если учесть, что между радиусом корреляции (конфайнмента) и максимальным ляпуновским показателем имеет место обратное соотношение $r_c \sim 1/\lambda_{\max}(t \rightarrow \infty)$ [9], то представляется естественным интерпретировать температуру $\beta T \approx 5$ как температуру T_c фазового перехода (второго рода [10]) конфайнмент–деконфайнмент.

Таким образом, в формализме Ланжевена на основе достаточно простой математической

модели, описывающей динамику однородных полей глюонов при конечной температуре, численно методом максимальных ляпуновских показателей показано, что с ростом температуры имеет место фазовый переход адронная материя – кварк-глюонная плазма. Здесь отчетливо (на уровне осцилляторов) видно, что причиной этого фазового перехода является стабилизация динамики полей глюонов флуктуациями термостата.

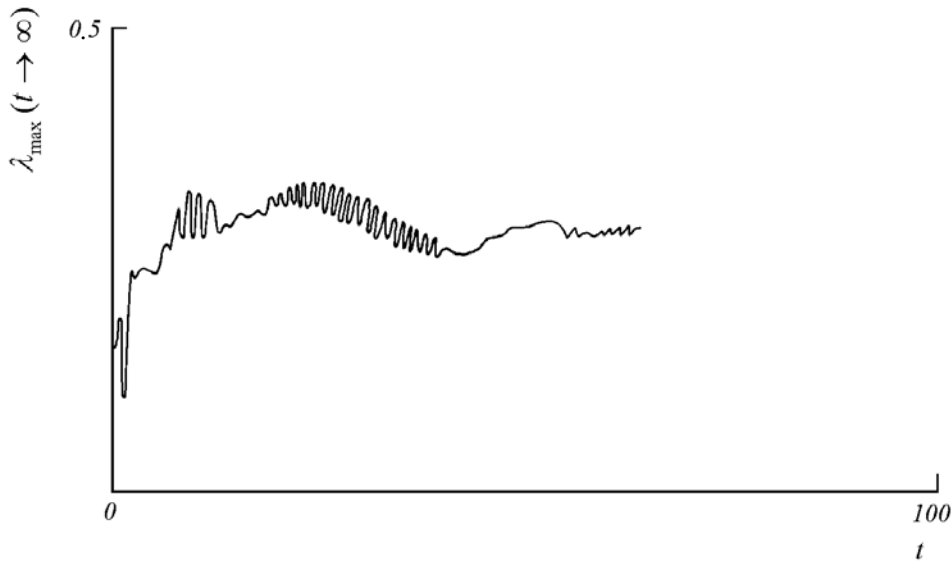


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости свободных полей глюонов от времени при температуре $\beta T = 10^{-1}$

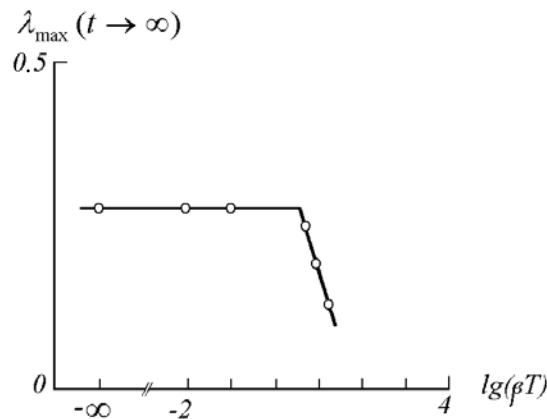


Рис. 2. Зависимость максимального ляпуновского показателя полей глюонов от температуры

Библиографический список

1. Матинян С.Г. О сложной нерегулярной динамике полей Янга-Миллса // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1981. Т. 80. С. 830.

2. Берман Г.П. Исследование стохастичности однородных полей Янга-Миллса // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1985. Т. 88. С. 705.

3. Лавкин А.Г. Фазовый переход к кварк-глюонной плазме и броуновская динамика классических однородных полей Янга-Миллса // Ядерная физика. 1992. Т. 55. С. 222.



4. Хеерман Д.В. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990.
 5. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
 6. Chacon R. Inhibition of chaos in Hamiltonian systems by periodic pulses // Physical Review. 1994. Vol. E50, pt.A. P. 750.
 7. Matias M., Gitemes J. Chaos suppression in flows using proportional pulses in the system variables // Physical Review. 1998. Vol. E54. P. 198.

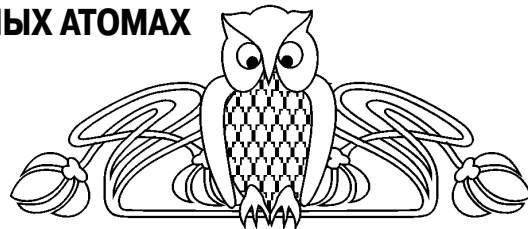
8. Лавкин А.Г. Функции Ляпунова и стохастичность классических SU (2)-полей Янга–Миллса // Ядерная физика. 1991. Т. 53. С. 313.
 9. Кравцов Ю.А. Случайность, детерминированность, предсказуемость // Успехи физических наук. 1989. Т. 158. С. 93.
 10. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. М.: Наука, 2001.

УДК 621.382.029.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПРАВОК К ТОНКОМУ СДВИГУ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ

О.А. Бойкова, Н.А. Бойкова, С.В. Клещевская, Ю.Н. Тюхтяев

Саратовский государственный университет,
 кафедра теоретической и ядерной физики
 E-mail: alex2222@gmail.com



$$v_{1S-2S}^L = 2\,466\,061\,413\,187.34(84) \text{ кГц}, \quad (1)$$

то в 2000 году –

$$v_{1S-2S}^L = 2\,466\,061\,413\,187\,103(46) \text{ Гц}. \quad (2)$$

Это позволяет с рекордной точностью определить значение такой фундаментальной величины, как постоянная Ридберга.

Заметим, что при обосновании рекомендуемого CODATE значения этой универсальной мировой константы [1] учитывались, в частности, теоретические разработки [2]. С другой стороны, за последнее время расширился список обзоров, анализирующих теоретически результаты [3–6].

Тонкое и сверхтонкое расщепление спектров водородоподобных атомов являются чисто квантовоэлектродинамическими эффектами, которые не рассматриваются в классической электродинамике и описываются в квантовой электродинамике. Теоретические исследования указанных эффектов имеют фундаментальное значение, так как на достаточно простой модели двух заряженных взаимодействующих частиц (e^-e^+ , π^+e^- , p^+e^- , μ^+e^-) позволяют проверить методы квантовой теории с высокой точностью. Развитие квантовоэлектродинамических методов оказывает влияние на теорию сильных взаимодействий – квантовую хромодинамику. Так, в квантовой хромодинамике различие масс пионов определяется как сверхтонкое расщепление уровней энергии связанной системы кварк – антикварк в пределе асимптотической свободы, когда константа связи много меньше единицы. В этом случае описание сверхтонкой структуры может быть выполнено методами,

Рассматривается метод расчёта величины тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов на основе релятивистски модернизированного квазипотенциального уравнения. Развита соответствующая теория возмущений, позволяющая рассчитывать сдвиги уровней энергии водородоподобных атомов с высокой точностью. Рассчитаны логарифмические поправки порядка $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$ для однофотонных взаимодействий и подтверждён более ранний результат.

Ключевые слова: связанное состояние, тонкий сдвиг, уровень энергии, водородоподобный атом, кулоновское взаимодействие, логарифмическая поправка.

The Research of Corrections to the Fine Shift of Energy Levels in the Hydrogen-Like Atoms

O.A. Boikova, N.A. Boikova, S.V. Kleshchevskaya, Y.N. Tyukhtyaev

The method of calculation of the value the thin shifts of energy levels of bound states on a basis relativistic upgraded quasipotential equation is considered. The appropriate perturbation theory permitting to calculate shifts of the energy levels in hydrogen-like atoms with a high accuracy is advanced. We obtained logarithmic corrections about $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$ by one photon interaction are obtained, and earlier conventional result is confirmed.

Key words: the bound state, the fine shift, the energy level, the hydrogen-like atoms, the Coulomb interaction, the logarithmic correction.

В последние годы интерес к исследованиям спектров водородоподобных атомов проявился достаточно отчетливо. Благодаря переходу от методов радиочастотной спектроскопии к исследованию возможностей бездоплеровской двухфотонной спектроскопии точность экспериментальных данных существенно возросла.

Интервал $2S_{1/2} - 1S_{1/2}$ измерен в настоящее время [1,2] в атоме водорода с точностью до десятка Гц. Если в 1997 году его значение составляло