Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1974

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

С. Г. ХАРАТЯН

К МЕТОДУ ХААГА—НИШИДЖИМЫ—ЦИММЕРМАНА ОПИСАНИЯ СОСТАВНЫХ СТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

В [1—4] дается описание составных стабильных частиц в подходе Лемана—Симанзика—Циммермана (ЛСЦ). Была решена задача о конструкции локального поля составной стабильной частицы и построения по гейзенберговым полям элементарной и составной частицы S-матрицы.

В изложении основных постулатов следуем [3]. Предполагаем справедливость следующей системы постулатов:

1. Существует скалярное гейзенбергово поле $A(x)$ и $[A(x),\ A(y)]_{-}=0$ при $x\sim y$.
2. Лоренц-инвариантность.
3. Спектр P^2, где P — четырехимпульс, содержит два собственных дискретных значения m^2 и M^2, где m — масса элементарной частицы, а M — масса составной частицы.
4. Поле $A(x)$ неприводимо.
5. а) $(\Omega,\ A(x)\,\Phi)\neq 0$, ($\Omega$ — вакуум),

$$P^2\Phi = m^2\Phi,$$

$$(\Omega,\ A(x)\,\Psi)=0,\quad P^2\Psi = M^2\Psi,$$

б) $(\Omega,\ A(x)\,A(y)\,\Psi)\neq 0$.

Были введены поля

$$B(x,\ \xi) = TA(x+\xi)\,A(x-\xi),$$

$$A\underset{out}{in}(x) = A(x) + \int D^{\overset{\text{ret}}{adv}}(m,\ x-x')\,j(x')\,dx',$$

$$B\underset{out}{in}(x,\ \xi) = B(x,\ \xi) + \int D^{\overset{\text{ret}}{adv}}(M,\ x-x')\,J(x_1',\ \xi)\,dx',$$

$$j(x) = K_x^m A(x),\quad J(x,\ \xi) = K_x^M B(x,\ \xi).$$

Следующий постулат есть обычное асимптотическое условие ЛСЦ:

6. $\lim\limits_{t\to\pm\infty}(\Phi,\ A_f(t)\,\Psi) = (\Phi,\ Af\underset{in}{out}\,\Psi)$

Следующий постулат есть дополнительное асимптотическое условие:

7. $\lim\limits_{t\to\pm\infty}(\Phi,\ B_F(t,\ \xi)\,\Psi) = (\Phi,\ B_F\underset{in}{out}(\xi)\,\Psi)$.

В [3] считалось, что асимптотические условия 6 и 7 можно доказать из соотношения Янга—Фельдмана. Как показано в [5], асимптотическое условие 6 есть независимый постулат. Аналогичными рассуждениями можно показать, что и 7 не может быть выведено из остальных постулатов ЛСЦ и потому принимается в качестве независимого постулата.

Исходя из постулатов 1—7, доказывается существование пределов

$$B^{\substack{out\\ in}}(x) = \lim_{\xi\to 0} \frac{B\,\substack{out\\ in}(x,\,\xi)}{F_0(\xi)},$$

где ξ — пространственно подобно,

$$F_0(\xi) = (2\pi)^{3/2}(\Omega,\ TA(\xi)\,A(-\xi)\,\Phi_0),$$

$$P^2\Phi_0 = M^2\Phi_0, \quad \mathbf{P}\Phi_0 = 0.$$

Вводится еще постулат о существовании предела:

$$8.\ B(x) = \lim_{\xi\to 0} \frac{B(x,\ \xi) - (\Omega,\ TA(\xi)\,A(-\xi)\,\Omega)}{(2\pi)^{3/2}F_0(\xi)},$$

где ξ — пространственно подобно.

Нетрудно убедиться, что поля $B\,\substack{in\\ out}(x)$ являются асимптотическими полями поля $B(x)$ и в том, что поле $B(x)$ локально коммутативно и скалярно. Постулируется асимптотическое условие:

$$9.\ \lim_{t\to\pm\infty}(\Phi,\ B_F(t)\,\Psi) = (\Phi,\ B_{F_{\substack{out\\ in}}}\Psi).$$

Из постулатов 1 — 9 стандартной техникой ЛСЦ можно получить выражение для S-матрицы:

$$S = \sum_{k,n=0}^{\infty} \frac{(-i)\,k+n}{k!n!}\int dy_1 \dots dykdz_1 \dots dz_n \times$$

$$\times K^m_{y_1}\dots K^m_{y_k} K^M_{z_1}\dots K^M_{z_n}(\Omega,\ TA(y_1)\dots A(y_k)\,B(z_1)\dots B(z_n)\,\Omega_1)\times$$

$$\times :Ain(y_1)\dots Ain(y_k)\,Bin(z_1)\dots B_{in}(z_n):$$

Нетрудно убедиться, что поле $B(x)$ принадлежит классу Борхерса [6] поля $A(x)$, так как оно локально по отношению к $A(x)$. Действительно,

$$[A(x),\ B(y)]_- = \lim_{\xi\to 0,\ \xi^2<0}\left[[A(x),\ \frac{TA(y+\xi)\,A(y-\xi)}{F_0(\xi)}\right],$$

При достаточно малых ξ, если $x \sim y$, то $x \sim y+\xi$, $x \sim y-\xi$. Поэтому из локальной коммутативности $A(x)$ следует, что $[A(x),\ B(y)]=0$, $x \sim y$. В [6] впервые было доказано, что если классу Борхерса неприводимого поля $A(x)$ принадлежат поля $B_1(x)$ и $B_2(x)$, для которых существуют асимптотические поля массы M и выполняется асимптотическое условие ЛСЦ, то выполняется равенство $B_{1\substack{in\\ out}}(x) = \pm B_2\,\substack{in\\ out}(x)$. Поэтому, если в классе Борхерса неприводимого поля $A(x)$ содержится приводимое поле $B_1(x)$, для которого существуют асимптотические поля массы M, то в подходе ЛСЦ оно оказывается полностью эквивалентным полю $B(x)$ конструкции Хаага—Нишиджимы—Циммермана. Поэтому для конструкции гейзенбергова локального поля составной стабильной частицы вместо постулатов 5 б), 7—9 достаточно дополнить основные постулаты ЛСЦ относительно поля $A(x)$ менее ограничительным, чем 5б, 7—9 предположением о том, что классу Борхерса неприводимого поля $A(x)$ принадлежит некоторое приводимое поле, для которого существуют асимптотические поля массы M и выполняется асимптотическое условие ЛСЦ.

Построенное методом Хаага—Нишиджимы—Циммермана поле $B(x)$ удовлетворяет условию причинности Боголюбова [7] по свободному полю $\varphi(x)$ элементарной частицы, если ему удовлетворяет поле $A(x)$: $\dfrac{\delta A(x)}{\delta\varphi(y)} = 0,\ x \sim y$. Считая, что можно менять порядок взятия вариационной производной и предельного перехода по ξ, имеем

$$\frac{\delta B(x)}{\delta\varphi(y)} = \lim_{\xi\to 0,\ \xi^2<0} \frac{T\dfrac{\delta A(x+\xi)}{\delta\varphi(y)}A(x-\xi)}{(2\pi)^{3/2}F_0(\xi)} + $$

$$+ \lim_{\xi\to 0,\ \xi^2<0} \frac{TA(x+\xi)\dfrac{\delta A(x-\xi)}{\delta\varphi(y)}}{(2\pi)^{3/2}F_0(\xi)} = 0.$$

Поскольку условие причинности Боголюбова может выделить некоторый подкласс в классе Борхерса поля $A(x)$, то оно может различать поля $B(x)$ и $B_1(x)$, неразличимые в подходе ЛСЦ.

Автор приносит благодарность М. К. Поливанову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haag R. Phys. Pev., **112**, 669, 1958.
2. Nishijima K. Phys. Rev., **112**, No. 3, 1958.
3. Zimmerman W. Nuovo Cin., **10**, 567, 1958.
4. Nishijima K. High Energy Physics and Elementary Particles Lectures Presented at the Senunar On High Energy Physics Anol Elementary Particles. Trieste, 1965.
5. Медведев Б. В. ДАН СССР, **153**, 313, 1963.
6. Borchers H. G. Nuovo Cim., **15**, 784, 1960.
7. Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., 1958.

Поступила в редакцию
7.7 1969 г.,
после переработки
1.2 1974 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 536.216 : 536.63

Л. Н. ТРУХАНОВА, С. Н. БАНЧИЛА

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПЛАТИНЫ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Изучение свойств тугоплавких металлов при высоких температурах представляет интерес в связи с возможностью исследования области состояний, характеризуемой относительно большими величинами отношения абсолютной температуры к характеристической дебаевской температуре. Этой области состояний присущи свои специфические особенности, не проявляющиеся у легкоплавких веществ. Для получения достаточно надежного экспериментального материала необходимо, чтобы различные свойства были определены на одних и тех же объектах, в одних и тех же условиях.

Для исследования тепловых свойств платины нами была использована комплексная методика измерения теплоемкости и теплопроводности [1], основанная на нагреве проволочных образцов током. В этой методике объединен стационарный метод определения теплопроводности, основанный на изучении экспоненциального распределения температуры вдоль проволочного образца с помощью дифференциального оптического пирометра, с нестационарным методом измерения теплоемкости, основанным на использовании периодического изменения температуры во времени.

Исследуемые образцы платины марки ПЛ-1 представляли собой проволоку диаметром 0,1—0,2 *мм* и длиной ~ 11 *см*. Образцы помещались в вакуумную камеру (вакуум порядка $\sim 10^{-5}$ *мм рт. ст.*) и нагревались постоянным током при определении теплопроводности и суммой постоянного и переменного тока при определении теплоемкости. До начала измерений образец прокаливался в течение 1,5 *час* при температуре $\sim 1800°$ K. Дополнительной обработке поверхность проволоки не подвергалась. Стабильность состояния поверхности контролировалась повторными измерениями излучательных характеристик при высоких температурах. Изменения степени черноты при этом не обнаруживались, что позволяет считать, что полученные значения степени черноты относятся к чистой поверхности металла.

Проведение измерений теплоемкости и теплопроводности предполагает знание абсолютной температуры, которая нужна не только как температура отнесения, но и