

Распространение методов квантовой теории поля на задачи физики низких температур (о публикациях В.М. Галицкого, А.Б.Мигдала и С. Т. Беляева в ЖЭТФ за 1958 г.)

К середине 1950х задачи в релятивистской квантовой электродинамике практически исчерпались, и многие из тех, кто работал в этой области обратились к физике твёрдого тела и квантовых жидкостей. То, что мощный аппарат теории квантового поля может быть полезен при изучении систем с большим числом частиц при низких температурах, было понятно (первые публикации датируются 1955-1957 гг. [1,2]), но исчерпывающе постановка вопроса применительно к проблемам квантовой статистики была сформулирована в 1958 г. В. М. Галицким, А. Б. Мигдалом и С. Т. Беляевым в двух статьях «Применение методов квантовой теории поля к задаче многих тел», ЖЭТФ, **34**, 139 (1958) и «Применение методов квантовой теории поля к системе бозе-частиц», ЖЭТФ, **34**, 417 (1958) соответственно, для Ферми и Бозе статистик.

В основе методов квантовой теории поля лежит разложение т. н. S-матрицы в ряд теории возмущений по отношению к абсолютному вакууму, и вычисление различных физических величин с помощью фейнмановских диаграмм для функций Грина. Основное состояние макроскопической системы, невырожденное при $T=0$, может служить как аналог вакууму квантовой теории поля. Однако между двумя этими областями научных исследований имеются кардинальные различия собственно в физике, которые необходимо учесть при применении метода к задачам многих тел. Значение двух цитируемых статей и состояло, превыше всего, в тщательном исследовании основных физических положений, которые и делают возможным использование техники квантовых полей в задачах нерелятивистской квантовой статистики. Различие между двумя статистиками Ферми и Бозе видно уже в особенностях построения основных состояний для невзаимодействующих частиц.

I. Невзаимодействующие Ферми-частицы в случае изотропной задачи, заполняют в импульсном пространстве энергетические состояния внутри сферы Ферми, с импульсом Ферми p_F в качестве её радиуса. Галицкий и Мигдал дали определения функциям Грина для электронов и фононов и исследовали их аналитические свойства. Введя понятие собственно-энергетической части, они переписали уравнения для гриновских функций в замкнутой форме уравнений Дайсона. Ими было указано, что полюс функции Грина определяет энергетический спектр «квази-частиц»: это есть основная информация, определяющая термодинамику системы при низких температурах. Между вычетом фермиевской функции в полюсе, величиной перенормировки массы, и скачком в распределении частиц по импульсам при p_F существует точное соотношение, которое является одним из краеугольных камней в теоретических и экспериментальных изысканиях применительно к системам сильно-взаимодействующих фермионов.

После определения двух-частичной функции Грина и так называемой вершинной части, представление последней (в первых порядках теории возмущений) в качестве амплитуды рассеяния в канале «частица-дырка» позволило ознакомить читателя с идеями теории Ферми жидкости Ландау. (Микроскопический вывод положений теории Ферми жидкости с использованием диаграммных методов теории поля при $T=0$ был произведен в [3,4]; для теории сверхпроводимости это было сделано в [5]).

II. В случае Бозе-статистики все невзаимодействующие частицы при $T=0$ собираются («конденсируются») в единственное квантовое состояние с минимальной энергией. Для однородной системы частицы уходят в квантовое состояние с импульсом равным нулю. Хотя при любом конечном (отталкивательном!) взаимодействии между частицами некоторая их

часть «выталкивается» из конденсата, так что в результате эти частицы оказываются распределены по состояниям с конечным импульсом, остальные остаются в конденсате. Тем самым, система Бозе-частиц, взаимодействующих при низких температурах состоит из двух компонент: «конденсата» и жидкости (или газа) частиц обладающих ненулевыми импульсами.

Дабы учесть это фундаментальное обстоятельство, Беляев должен был с самого начала представить операторы поля $\psi(x)$ и $\psi^+(x)$ в виде

$$\psi(x) = a/\sqrt{V} + \psi'(x) \text{ и } \psi^+(x) = a^+/\sqrt{V} + \psi'^+(x),$$

где V - объем системы. Среднее $\langle a^+a \rangle/V$ есть конечная плотность частиц конденсата. Число частиц в конденсате $\langle a^+a \rangle$ будучи макроскопически велико, оказываются велики и матричные элементы $\langle N-1|a|N \rangle$ и $\langle N+1|a^+|N \rangle$, в результате чего операторы a^+ , a могут рассматриваться как с -числа. Впервые этот приём был применён Н. Н. Боголюбовым в статье об энергетическом спектре разреженного Бозе газа [6].

Методы квантовой теории поля для Бозе-систем в диаграммной технике Беляева, где приходится иметь дело с двумя функциями Грина вместо одной, выглядят, конечно, сложнее, чем в случае статистики Ферми. Это обстоятельство, однако, отражает ту фундаментальную разницу между обоими случаями, что Бозе-жидкость, если составляющие её частицы обладают конечной массой, при каких-то более высоких температурах, но всегда претерпевает симметричный фазовый переход. Для жидкого гелия, ^4He , это переход в сверхтекучее состояние. Макроскопически большое число частиц в Бозе конденсате есть основа явления сверхтекучести, и волновая функция конденсатных частиц пропорциональная $\langle N-1|a|N \rangle$ есть ничто иное, как параметер порядка.

III. В двух статьях: В.М.Галицкий, «Энергетический спектр неидеального ферми-газа», ЖЭТФ **34**, 151 (1958) и С.Т. Беляев, «Энергетический спектр неидеального бозе-газа», ЖЭТФ **34**, 433 (1958), сопровождавших основные работы, диаграммные методы были применены к вычислению первых поправок к закону дисперсии частиц и к энергии основного состояния разреженных газов. Отвлекаясь от специфики конкретных физических задач, здесь возникает та техническая проблема, общая для обоих случаев, что разложение величин по теории возмущения выражает все физические результаты через матричные элементы потенциала взаимодействия (отталкивательного) между двумя частицами в борновском приближении. Поскольку взаимодействие отнюдь не всегда мало, в действительности, разложение должно происходить, используя в качестве малого параметра отношение т.н. длины рассеяния к среднему расстоянию между частицами (известное как "газовое приближение"). Выражение для эффективного потенциала взаимодействия двух частиц в терминах амплитуды рассеяния было выведено в этих статьях диаграмматически. Эти результаты для разреженных газов и самый подход к проблеме сохраняют актуальность в области физики холодных атомов (см., например в [7]).

[1] V. L. Bonch-Bruевич, JETP, 1, 169 (1955); 3, 278 (1956)

[2] A. B. Migdal, JETP, 5, 338 (1957)

[3] L. D. Landau, JETP, 8, 70 (1959)

[4] L. P. Pitaevskii, JETP, 10, 1267 (1960)

[5] L. P. Gor'kov, JETP, 7, 505 (1958)

[6] N. N. Bogolyubov, J. Phys. USSR 11, 23 (1947)

[7] B. Capogrosso-Sansone et al, New J. of Phys. 12 (2010) 043010