Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 12, с. 896 – 897 © 2016 г. 25 июня

Комментарий к статье "Взаимодействие двух фракций в вырожденном бозе-газе при конечных температурах" (Письма в ЖЭТФ 103, 452 (2016))

А. И. Сафонов[+*1)], *И. И. Сафонова*[+], *И. С. Ясников*[×]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия*

[×]*Тольяттинский государственный университет, 445667 Тольятти, Россия*

Поступила в редакцию 4 мая 2016 г.

DOI: 10.7868/S0370274X16120134

В работе Лихановой и др. [1] приводятся и обсуждаются экспериментальные проявления взаимодействия бозе-конденсата атомов ^{87}Rb с надконденсатными атомами и наиболее удобная, по мнению авторов, мера оценки этого взаимодействия.

Сам факт взаимодействия конденсата с надконденсатной фракцией не вызывает сомнения, и вряд ли именно он был предметом обсуждаемого исследования. Менее тривиальным является *отличие* взаимодействия атомов конденсата от взаимодействия с такими же надконденсатными атомами, надконденсатными частицами (т.е. от взаимодействия в нормальном газе) – прямое следствие неразличимости частиц, требующей, чтобы волновая функция N бозонов (фермионов) была симметрична (антисимметрична) по отношению к их перестановкам. Предсказанное Каганом, Свистуновым и Шляпниковым [2] уменьшение вероятности широкого класса N-частичных процессов в бозе-конденсате по сравнению с нормальным газом в $N!$ раз послужило одним из ключевых доказательств при открытии бозе-конденсации трехмерных газов щелочных металлов [3–5] и квазиконденсации двумерного атомарного водорода [6]. В [1] этот эффект не учитывается.

Волновые функции конденсата $\phi(\mathbf{r})$ и надконденсатных боголюбовских квазичастиц $u_j(\mathbf{r})$ и $v_j(\mathbf{r})$ в потенциальной яме $V_{\rm ext}(x)$ можно было бы найти, например, из решения системы уравнений, аналогичных уравнениям Боголюбова–де Женна для сверхпроводника [7, 8] с учетом уменьшения парного взаимодействия в конденсате в 2 раза [9]:

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}+V_{\rm ext}+g(n_0+2n_T)\right)\phi=\mu\phi, \qquad (1)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}+V_{\rm ext}+2gn\right)u_i+gn_0v_i=(\mu+\epsilon_i)u_i, \qquad (2)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}+V_{\rm ext}+2gn\right)v_i+gn_0u_i=(\mu-\epsilon_i)v_i, \qquad (3)$$

где $n_0(\mathbf{r}) = |\phi(\mathbf{r})|^2$ и $n_T(\mathbf{r}) = \Sigma_j(|u_j(\mathbf{r})|^2 + |v_j(\mathbf{r})|^2)[\exp(\epsilon_j/kT)-1]^{-1}$ – плотность конденсата и надконденсатой фракции, $n=n_0+n_T$ – полная плотность, μ – химический потенциал, $g=4\pi\hbar^2a/m$ – эффективная вершина упругого взаимодействия, a – длина рассеяния.

Авторы же [1] ограничиваются уравнением (1), в котором опускают слагаемое, отвечающее взаимодействию с надконденсатными атомами, что оправдано только при $n_T \ll n_0$. В приближении Томаса–Ферми это дает распределение плотности конденсата в виде перевернутого профиля внешнего поля. Непосредственное численное решение уравнения Гросса–Питаевского отличается незначительно. Однако доля тепловых атомов в образцах [1] превосходит 75 % и никак не может считаться малой, а профиль плотности этих атомов существенно искажает профиль среднего поля, действующего на конденсат. Таким образом, в [1] использована наименее точная из известных теорий, учитывающих взаимодействие [9], причем за пределами ее применимости. Отрицательный результат сравнения такого расчета с экспериментальными данными заранее очевиден.

Оценив поправки, связанные с конечностью параметра na^3, в 1.8 %, авторы [1] делают вывод, что уравнение Гросса–Питаевского достаточно точно описывает разлет конденсированной фракции, тогда

1)e-mail: alesaf2008@rambler.ru

как основная ошибка вызвана пренебрежением взаимодействием с тепловыми атомами и составляет 20–57 %.

Примененный в [1] метод анализа данных способен лишь продемонстрировать само *наличие* взаимодействия бозе-конденсата с нормальной фракцией, которое и так не вызывает сомнений, но не позволяет исследовать нетривиальные аспекты этого взаимодействия, в частности, его двукратное *отличие* от взаимодействия в конденсате. Гораздо полезнее был бы расчет стационарных распределений плотности нормальной и конденсированной фазы по уравнениям (1)–(3). Насколько нам известно, подобные расчеты проводились неоднократно и дают существенно лучшее согласие с экспериментом (см., например, [10]).

1. Ю. В. Лиханова, С. Б. Медведев, М. П. Федорук, П. Л. Чаповский, Письма в ЖЭТФ **103**, 452 (2016).
2. Ю. Каган, Б. В. Свистунов, Г. В. Шляпников, ЖЭТФ **93**, 552 (1987).
3. E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997).
4. D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E. Cornell, Phys. Rev. A **66**, 053616 (2002).
5. W. Ketterle and H.-J. Miesner, Phys. Rev. A **56**, 3291 (1997).
6. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov, I. I. Lukashevich, and S. Jaakkola, J. Low Temp. Phys. **113**, 201 (1998).
7. Н. Н. Боголюбов, Изв. АН СССР, Сер. физ. **11**, 77 (1947).
8. P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin, N.Y. (1966).
9. N. P. Proukakis and B. Jackson, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 203002 (2008).
10. F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).