

УДК 536

А. И. СЕРЫЙ

**ОБ ОМЕГА-ПОТЕНЦИАЛАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ФЕРМИ- И БОЗЕ-ГАЗОВ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ  
В ОТСУТСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Выражение для большого термодинамического потенциала  $\Omega$  квантового газа релятивистского газа при конечных температурах имеет в общем случае вид (знак «+» соответствует фермионам, а «-» – бозонам) [1, с. 48]

$$\Omega_{\pm} = \mp 4\pi g V k T (2\pi\hbar)^{-3} \int_0^{+\infty} \ln(1 \pm \exp((\chi - \varepsilon)/(kT))) p^2 dp. \quad (1)$$

Обозначения величин, входящих в (1), можно найти, например, в [1, с. 8]. Если температуры не очень высокие, то для любых физически допустимых значений  $\varepsilon$  экспонента под логарифмом меньше единицы, что позволяет выполнить разложение логарифма, приводящее к результатам:

$$\Omega_{\pm} = -kT \frac{gV}{2\pi^2\hbar^3} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{A_{j\pm}}{j+1} \exp\left((j+1)\frac{\chi}{kT}\right) \int_0^{+\infty} \exp\left(-(j+1)\frac{\varepsilon}{kT}\right) p^2 dp, \quad (2)$$

$$A_{j+} = (-1)^j, \quad A_{j-} = 1. \quad (3)$$

Для релятивистских газов учтем соотношения и обозначения

$$\varepsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}, \quad x = \varepsilon/(mc^2), \quad p = mc\sqrt{x^2 - 1}, \quad \eta = mc^2/(kT), \quad (4)$$

$$\int_1^{+\infty} \exp(-\alpha y) y \sqrt{y^2 - 1} dy = \alpha^{-1} K_2(\alpha), \quad (5)$$

где  $m$  – масса частицы,  $c$  – скорость света,  $K_2$  – модифицированная функция Бесселя. С учетом (4), (5) можно переписать (2) в виде

$$\Omega_{\pm} = -\frac{kTgV(mc)^3}{2\pi^2\hbar^3\eta} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{A_{j\pm}}{(j+1)^2} \exp\left((j+1)\frac{\chi}{kT}\right) K_2((j+1)\eta). \quad (6)$$

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях : монография / В. С. Секержицкий ; Брест. гос. ун-т им. А. С. Пушкина. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.