распределения Ферми — Дирака (используется система единиц, в к-рой темп-ра T выражается в энергетич. единицах, т. е. в к-рой $k=1$):

$$n(\boldsymbol{p})=\left[\exp\left(\frac{\varepsilon(\boldsymbol{p})-\mu}{T}\right)+1\right]^{-1}. \qquad (9)$$

Это приводит к линейному по темп-ре закону теплоёмкости ферми-жидкости:

$$C=V\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}\frac{m^*}{\hbar^2}\left(\frac{N}{V}\right)^{1/3}T. \qquad (10)$$

Время жизни квазичастиц в ферми-жидкости определяется процессами их рассеяния. При абс. нуле темп-р они сводятся к рождению пар частица-дырка, причём вероятность такого рассеяния (с учётом принципа Паули) для квазичастицы с импульсом p пропорц. $(p-p_F)^2$. Поэтому реальный физ. смысл имеют лишь квазичастицы вблизи поверхности Ферми, где эта вероятность мала. Аналогично ср. длина пробега квазичастиц при конечных темп-рах $l\sim T^{-2}$, так что фермиевская жидкость при низких темп-рах в кинетич. отношении ведёт себя как разреж. газ и должна описываться *кинетическим уравнением*. Теплопроводность $\varkappa$ и вязкость η ферми-жидкости с понижением темп-ры изменяются след. образом:

$$\varkappa\sim T^{-1},\quad \eta\sim T^{-2}. \qquad (10)$$

Соответственно с понижением темп-ры возрастает затухание звука, так что при $T=0$ распространение обычного звука невозможно. Возможно, однако, распространение колебаний особого рода — *нулевого звука*, в к-ром происходит сложная деформация ф-ции распределения квазичастиц. Закон дисперсии этих колебаний, как и у обычного звука, линейный: $\omega=u_0k$ (где ω — частота колебаний, k — волновое число), но скорость их распространения u_0 не выражается непосредственно через сжимаемость (8), а требует для своего определения решения кинетич. ур-ния. Затухание нулевого звука пропорц. большей из величин $(\hbar\omega)^2$ и T^2 и при низких темп-рах мало. Нулевой звук представляет собой бозевскую ветвь спектра возбуждений ферми-жидкости.

От распределения по импульсам квазичастиц, даваемого ф-лой (9), следует отличать распределение по импульсам реальных частиц. Последнее размыто даже при $T=0$, однако, как и распределение квазичастиц, имеет резкий скачок при $p=p_F$.

Для описания магн. свойств ферми-жидкости необходимо рассматривать ф-ции распределения частиц, зависящие от проекции их спинов на направление магн. поля. При этом ф-ция взаимодействия f является матрицей по спиновым индексам взаимодействующих частиц, к-рую в пренебрежении слабыми релятивистскими (спин-орбитальным и спин-спиновым) взаимодействиями можно записать в виде

$$f=I\varphi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}')+\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\sigma}'G(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}'), \qquad (11)$$

где I — единичная матрица, $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\sigma}'$ — *Паули матрицы*, действующие на спиновые индексы частиц с импульсами $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$, φ и G — скалярные ф-ции. Магн. восприимчивость χ ферми-жидкости при низких темп-рах стремится к пост. пределу:

$$\chi^{-1}=\frac{2\pi^2\hbar^3}{\beta_0 p_F m^*}\left[1+\frac{p_F m^*}{2\pi^3\hbar^3}\int G(\vartheta)\,2\pi\sin\vartheta\,d\vartheta\right], \qquad (12)$$

где β_0 — магн. момент изолированной частицы.

С микроскопич. точки зрения ф-ция взаимодействия f представляет собой амплитуду рассеяния квазичастиц «вперёд», когда передача энергии $\hbar\omega$ и передача импульса $\hbar k$ стремятся к нулю. Предельное значение амплитуды зависит от порядка перехода к указанному пределу, и ф-ция f выражается через амплитуду, когда ω, k и k/ω стремятся к нулю.

Последоват. микроскопич. вычисление параметров ферми-жидкости возможно лишь в случае разреж. системы, т. е. *ферми-газа*, когда ср. расстояние между частицами велико по сравнению с *длиной рассеяния* a частиц друг на друге:

$$(N/V)^{-1/3}\gg a. \qquad (13)$$

В этом случае все характеристики системы можно определить, используя теорию возмущений. В частности, для эфф. массы имеем:

$$\frac{m^*}{m}\approx 1+\frac{8}{15\pi^2}(7\ln 2-1)\left(\frac{ap_F}{\hbar}\right)^2.$$

Бозе-жидкость. В области самых малых импульсов квазичастицы в бозе-жидкости являются *фононами* — квантами звука с законом дисперсии

$$\varepsilon(\boldsymbol{p})=up, \qquad (14)$$

где u — скорость звука, связанная со сжимаемостью жидкости при $T=0$ обычной ф-лой:

$$u^2=\frac{\partial P}{\partial\rho}. \qquad (15)$$

Соответственно теплоёмкость жидкости при самых низких темп-рах имеет вид

$$C=V\frac{2\pi^2T^3}{15(\hbar u)^3}. \qquad (16)$$

Ход кривой спектра $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ при не малых значениях импульса определяется конкретными свойствами взаимодействия атомов. В реальном ^{4}He эта кривая, измеренная экспериментально с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов, имеет форму, показанную на рисунке. Фактически вклад в термодинамич. ф-ции жидкости, кроме начальной — фононной — части, вносят квазичастицы вблизи минимума кривой — ротоны, где кривая может быть представлена в виде

$$\varepsilon=\Delta+\frac{(p-p_0)^2}{2\mu^*}$$

с эксперим. значениями параметров: $\Delta=8{,}7$ К, $p_0/\hbar=1{,}9\cdot10^8$ см$^{-1}$, $\mu^*=1{,}1\cdot10^{-24}$ г.

При нормальном давлении $\partial^2\varepsilon/\partial p^2|_{p\to0}>0$. Это приводит к тому, что фононы нач. части кривой могут распадаться на фононы с меньшими импульсами, что даёт при малых p затухание $\sim p^5$. Бо́льшая же часть кривой при $T=0$ является незатухающей. При $p\approx1{,}5\,p_0$ кривая $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ достигает значения 2Δ. В этой точке появляется возможность распада квазичастицы на два ротона с энергиями Δ каждый. При этом значении импульса кривая $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ обрывается.

Важнейшим свойством бозевской жидкости при низких темп-рах является её *сверхтекучесть* — способность двигаться относительно сосуда без диссипации энергии. Как показал Л. Д. Ландау (1941), это свойство тесно связано с видом спектра квазичастиц. Диссипация энергии при абс. нуле темп-ры означает рождение квазичастиц при движении. Однако для спектра, показанного на рис., такой процесс невозможен при достаточно малой скорости движения в силу законов сохранения энергии и импульса.

Действительно, пусть жидкость движется относительно сосуда со скоростью $\boldsymbol{V}$. Тогда если энергия квазичастицы в неподвижной жидкости есть $\varepsilon(\boldsymbol{p})$, то в системе координат, связанной с сосудом, её энергия равна $\varepsilon(\boldsymbol{p})+\boldsymbol{p}\boldsymbol{V}$, согласно закону преобразования энергии в нерелятивистской механике. Рождение квазичастиц, связанное с диссипацией энергии, возможно, если последнее выражение отрицательно при каких-то значениях $\boldsymbol{p}$, т. е. если скорость движения больше критич. скорости V_c (критерий Ландау):

$$V>V_c=\min\frac{\varepsilon(p)}{p}. \qquad (17)$$

Если правая часть выражения (17) отлична от нуля, как это имеет место для реального спектра гелия, показанного на рис., диссипация отсутствует при всех ско-