^{3}He. Поскольку время релаксации τ квазичастиц ферми-жидкости ^{3}He растёт с понижением темп-ры T как $\tau \sim 1/T^2$, то при $T \to 0$ гидродинамич. область $\omega\tau \ll 1$ практически исчезает и любые колебания, в т. ч. плотности (звук), оказываются высокочастотными ($\omega \gg 1/\tau$) нуль-звуковыми (отсюда и название: Н. з.— звук, распространяющийся в ферми-жидкости при нулевой темп-ре). В ДВ-пределе частота колебаний нулевого звука пропорциональна их волновому вектору.

Обычно при описании свойств изотропной ферми-жидкости ферми-жидкостную ф-цию Ландау f, характеризующую ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц вблизи ферми-поверхности, разлагают в ряд по полиномам Лежандра (как правило, соответствующие коэф. разложения обозначают F_n или $F_n^{(s)}$), а отклонение ф-ции распределения от равновесия — по присоединённым полиномам Лежандра P_n^m. При этом кинетич. ур-ние, определяющее распространение Н. з., распадается на систему независимых ур-ний, каждое из к-рых описывает волны нуль-звукового типа с разл. азимутальными числами m. В пренебрежении столкновениями, т. е. при $T \to 0$, эти ур-ния сводятся к следующим трансцендентным ур-ниям, задающим неявно скорости распространения s_m волн Н. з. с данным значением азимутального числа m:

$$\mathrm{Det}\, a^{(m)}{}_{n\mathbf{k}} = 0;\ a^{(m)}{}_{n\mathbf{k}} = \delta_{n\mathbf{k}} + F_n \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \times \qquad (*)$$

$$\times \int P_{\mathbf{k}}^m(\vartheta) P_n^m(\vartheta) \frac{\cos\vartheta\, d\Omega/4\pi}{\cos\vartheta - s_m/v_F}; \qquad n, k \geqslant m,$$

где v_F — фермиевская скорость, ϑ — направляющий угол, а интегрирование ведётся по всему телесному углу Ω.

Волны Н.з. могут распространяться не с любыми азимутальными числами m. Слабозатухающему Н. з. соответствуют только те решения s_m ур-ний (*), для к-рых $s_m > v_F$, в противном случае волна испытывала бы сильное бесстолкновительное затухание и распространяться не могла [это связано с обращением в нуль знаменателей подынтегрального выражения в (1); см. *Ландау затухание*]. Требование $s_m > v_F$ накладывает, согласно (*), существенные ограничения на ферми-жидкостные гармоники F_n с $n \geqslant m$. Как правило, параметры F_n довольно быстро убывают с ростом n, что приводит к невозможности распространения колебаний Н. з. с большими значениями азимутального числа m. Так, в слабонеидеальном разреженном ферми-газе не могут распространяться волны Н. з. с $m \neq 0$. При $T \neq 0$ условием отсутствия сильного бесстолкновительного затухания является неравенство $(s_m/v_F - 1) \gg T/T_F$, где T_F — *вырождения температура.*

Если ферми-жидкостная ф-ция константа, т. е. только нулевая гармоника $F_0 \neq 0$, а все $F_n = 0$ при $n > 0$, то в такой ферми-жидкости, согласно (*), может распространяться только Н. з. с азимутальным числом $m = 0$ (т. е. продольный Н. з.) со скоростью s_0, задаваемой ур-нием

$$\varphi(s_0/v_F) = 1/F_0,\ \text{где}\ \varphi(x) = (x/2)\ln[(x+1)/(x-1)] - 1.$$

Причём ур-ние имеет решение только при $F_0 > 0$. Это и есть условие распространения продольного Н. з. в данной системе. Если, кроме F_0, отлична от нуля также гармоника F_1, то в такой системе может распространяться и Н. з. с азимутальным числом $m = 1$ (т. н. поперечный Н. з.). Скорость поперечного Н. з. s_1 задаётся ур-нием $(s_1^2/v_F^2 - 1)\varphi(s_1/v_F) = (1/3 - 2/F_1)$, имеющим действит. решение $s_1 > v_F$ только при $F_1 > 6$. Поперечный Н.з.— аналог поперечных звуковых колебаний, к-рые, однако, в обычной жидкости быстро затухают и распространяться не могут.

Коэф. поглощения Н. з. γ при $(s/v_F - 1) \gg T/T_F$ определяется столкновениями квазичастиц друг с другом. При не слишком высоких частотах $\gamma \sim T^2$ и не зависит от частоты. На частотах $\hbar\omega \gtrsim kT$ для затухания Н. з. определяющими становятся столкновения квазичастиц, сопровождающиеся поглощением или излучением кванта Н. з.; при этом γ пропорционально ω^2 и не зависит от темп-ры.

Иногда под Н. з. понимают также и ВЧ-колебания ($\omega\tau \gg 1$) произвольных спиновых компонент одночастичного распределения квазичастиц. Так, для ферми-жидкости частиц со спином $1/2$ рассматривают нуль-звуковые колебания антисимметризованной по спину ф-ции распределения, т. е. импульсного распределения магн. момента квазичастиц. Такие колебания представляют собой специфич. ферми-жидкостные *спиновые волны*, а скорость распространения этих нуль-звуковых спиновых волн в отсутствие магн. поля (спиновой поляризации) по-прежнему задаётся ур-ниями (*), куда, однако, вместо гармоник F_n f-функции Ландау, симметризованной по спину, следует подставить гармоники антисимметризованной по спину ферми-жидкостной ф-ции, обозначаемые обычно Z_n или F_n^a.

Существование Н. з. и соответствующих спиновых волн предсказано Л. Д. Ландау в 1957, экспериментально продольный Н. з. обнаружен в жидком гелии ^{3}He амер. физиками (1966).

По-видимому, в жидком ^{3}He при повышенных давлениях может распространяться и поперечный Н. з. В электронной ферми-жидкости, напр. в металлах, распространение Н. з. обычно не наблюдается вследствие требования электронейтральности. Однако в нек-рых металлах в магн. поле наблюдались спиновые волны нуль-звукового типа.

Лит.: Ландау Л. Д., Колебания ферми-жидкости, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 59; Абель В. Р., Андерсон А. К., Уитли Дж. К., Распространение нулевого звука в жидком He^3 при низких температурах, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, с. 311; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Platzman P. M., Wolff P. A., Waves and interactions in solid state plasmas, «Solid State Phys.», [Suppl.] 13, 1973, ch. 10; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *А. Э. Мейерович.*

НУЛЕВЫ́Е КОЛЕБА́НИЯ — флуктуации квантовой системы (обычно квантового поля) в основном (вакуумном) состоянии. Н. к. возникают вследствие соотношения неопределённостей и не имеют классич. аналога. Они обладают энергией $\mathscr{E}_0$ — *нулевой энергией.*

При квантовании свободного бозонного поля каждой моде с волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой $\omega(\mathbf{k})$ отвечает *осциллятор*, уровни энергии к-рого

$$\mathscr{E}_{n_\mathbf{k}} = \hbar\omega(\mathbf{k})\left(n_\mathbf{k} + \frac{1}{2}\right), \qquad n_\mathbf{k} = 0, 1, 2, \ldots,$$

$n_\mathbf{k}$ — числа квантов поля с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и энергией $\hbar\omega(\mathbf{k})$. В основном состоянии квантов нет ($n_\mathbf{k} = 0$), но энергия отлична от нуля и равна $1/2\hbar\omega(\mathbf{k})$. Полная энергия Н. к. получается суммированием по всем модам:

$$\mathscr{E}_0 = \frac{1}{2}\hbar \sum_\mathbf{k} \omega(\mathbf{k});$$

она расходится (*ультрафиолетовая расходимость*). При квантовании свободного фермионного поля возникает похожая расходящаяся сумма, но противоположного знака — это энергия заполненного «моря Дирака» (см. *Дырок теория Дирака*). Если числа бозонных и фермионных степеней свободы совпадают, расходимости в нулевой (вакуумной) энергии становятся менее сильными, а в суперсимметричной теории (см. *Суперсимметрия*) $\mathscr{E}_0 = 0$. Это важно при учёте гравитации, универсально взаимодействующей с любой формой энергии, в т. ч. и с вакуумной, к-рая проявляется в ур-ниях Эйнштейна в форме космологич. постоянной (Λ-члена). Согласно наблюдат. данным, Λ-член близок к нулю с большой точностью, поэтому в теории должен существовать механизм зануления энергии вакуума. Очень возможно, что введение суперсимметрии — шаг в этом направлении.