проводников (где $Gi \sim 10^{-14}$), нек-рых сегнетоэлектриков и жидких кристаллов. *М. В. Фейгельман.*

ГИНЗБУРГА — ЛАНДАУ ТЕОРИЯ — феноменологич. теория *сверхпроводимости*, основанная на теории Л. Д. Ландау *фазовых переходов* второго рода.

Отправным пунктом теории является выражение для свободной энергии F сверхпроводника как функционала от ψ — комплексного *параметра порядка* (после построения микроскопич. теории сверхпроводимости оказалось, что параметр ψ сверхпроводящего состояния в Г.— Л. т. пропорционален волновой ф-ции бозе-конденсата куперовских пар электронов в сверхпроводнике или, иными словами, щели в энергетич. спектре электронов сверхпроводника).

Согласно Г.— Л. т., при темп-ре T_c сверхпроводящего фазового перехода параметр порядка ψ обращается в нуль, поэтому вблизи T_c (при $T - T_c \ll T_c$) значение ψ мало и можно осуществить разложение свободной энергии F сверхпроводника в магн. поле по малому параметру ψ и его градиентам:

$$F = F_{n0} + \int \left\{ \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} A \right) \psi \right|^2 + a\,|\psi|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{b}{2}\,|\psi|^4 \right\} dV, \qquad (1)$$

где F_{n0} — свободная энергия в нормальном (несверхпроводящем) состоянии в отсутствие магн. поля, m и e — масса и заряд электрона, B и A — индукция и векторный потенциал магн. поля, a и b — феноменологич. коэф. [a зависит от темп-ры: $a=\alpha(T - T_c)$, коэф. $\alpha>0$; $b>0$ и не зависит от T]. Интегрирование в (1) ведётся по объёму сверхпроводника. Наличие коэф. 2 перед A в (1) есть следствие спаривания электронов в сверхпроводнике (*Купера эффекта*), этот коэф. не мог быть определён феноменологически и появился только после создания микроскопич. теории сверхпроводимости. В рамках *Бардина — Купера — Шриффера модели* для чистых металлов коэф. α и b соответственно равны:

$$\alpha = 6\pi^2 T_c/7\zeta(x) T_F \approx 7{,}04\, T_c/T_F; \quad b = \alpha T_c/n_e,$$

где $\zeta(x)$ — ζ-функция Римана, $T_F = p_F^2/2m$ — *вырождения температура* электронов, $n_e = p_F^3/3\pi^2\hbar^3$ — плотность электронов, p_F — фермиевский импульс. Пространственное распределение параметра порядка и магн. поля в сверхпроводнике определяется минимизацией свободной энергии по A и комплексно сопряжённым величинам ψ и ψ^* (при варьировании ф-ции ψ и ψ^* следует считать независимыми). Варьирование (1) по ψ^* при условии $\delta F=0$ даёт:

$$\frac{1}{4m}\left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} A \right)^2 \psi + a\psi + b\,|\psi|^2\,\psi = 0 \qquad (2)$$

(аналогичное выражение получается при варьировании по ψ^*). Варьирование (1) по A приводит к ур-нию Максвелла

$$\operatorname{rot} B = (4\pi/c)\, j, \qquad (3)$$

где плотность сверхпроводящего тока j определяется градиентом фазы ф-ции ψ

$$j = -\frac{ie\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e^2}{mc}\,|\psi|^2 A. \qquad (4)$$

Граничные условия к написанным ур-ниям на поверхности сверхпроводника — это непрерывность вектора B и условие $n(-i\hbar\nabla\psi - 2eA\psi/c) = 0$ (n — нормаль к поверхности), обеспечивающее обращение в нуль нормального к поверхности компонента тока.

Ур-ния (2)—(4), наз. ур-ниями Гинзбурга — Ландау, вместе с *Максвелла уравнениями* позволяют вычислить параметр порядка, распределения полей и токов, диамагн. отклик, поверхностное натяжение на границе сверхпроводящей и нормальной фаз и др. характеристики сверхпроводника.

Поведение решений ур-ний Г.— Л. т. определяется двумя характерными масштабами длины. Это — глубина проникновения в сверхпроводник слабого магн. поля, не меняющего распределение параметра порядка,

$$\delta(T) = \left[\frac{mc^2 b}{8\pi e^2 \alpha (T_c - T)} \right]^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} \delta_0,$$

где $\delta_0 = 4\pi n_e e^2/mc^2$ — т. н. лондоновская глубина проникновения при $T=0$, и характерный масштаб изменения ψ в отсутствие поля

$$\xi(T) = \hbar/2\,(m\alpha)^{1/2}(T_c - T)^{1/2},$$

наз. длиной когерентности при данной темп-ре.

Существенной характеристикой сверхпроводника является безразмерный параметр $\varkappa = \delta/\xi$. При $\varkappa < 1/\sqrt{2}$ сверхпроводники наз. сверхпроводниками 1-го рода, при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$ — сверхпроводниками 2-го рода (обычно величина $\varkappa$ оказывается малой для чистых металлов: 0,01 для Al, 0,13 для Sn, 0,23 для Pb; для сплавов величина $\varkappa$ заметно больше). При $\varkappa = 1/\sqrt{2}$ меняет знак поверхностное натяжение, являющееся отрицательным при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$. Это приводит к тому, что для сверхпроводников 2-го рода в диапазоне полей между т. н. верхним (H_{c2}) и нижним (H_{c1}) критич. магн. полями характерно *смешанное состояние* — разбиение сверхпроводника на мелкие области сверхпроводящей и нормальной фаз с большой развитой поверхностью раздела. Вблизи H_{c1} сверхпроводник в осн. находится в сверхпроводящем состоянии, в него вкраплены вихревые нити или кольца, представляющие собой зародыши нормальной фазы, вблизи к-рых сосредоточено проникающее в тело магн. поле. Сосредоточенный вблизи нити полный магн. поток квантуется и является целым кратным от элементарного кванта потока $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ (см. *Квантование магнитного потока*).

Область применимости Г.— Л. т. задаётся условиями:

$$b^2 T_c/\alpha(\hbar^2/m)^3 \ll (1 - T/T_c) \ll 1; \quad 1 - T/T_c \ll \varkappa^2. \qquad (5)$$

Условие малости величины $(1 - T/T_c)$ в (5) соответствует требованию малости параметра ψ и медленности его изменения в пространстве, а первое условие в (5) — требованию малости флуктуаций параметра порядка, возрастающих с приближением к точке фазового перехода. Эти неравенства определяются общими условиями применимости теории Ландау фазовых переходов 2-го рода.

Часто, расширительно, Г.— Л. т. наз. также описание магнетиков, сверхтекучих жидкостей и др. систем вблизи соответствующих переходов 2-го рода при использовании разложений типа (1) с учётом градиентных членов.

Г. — Л. т. построена В. Л. Гинзбургом и Л. Д. Ландау (1950). Понятие о квантованных вихрях в сверхпроводниках введено А. А. Абрикосовым (1957). Коэф. в ур-ниях Г.— Л. т. вычислены на основе микроскопич. теории сверхпроводимости Л. П. Горьковым (1959). Часто теорию Гинзбурга — Ландау для сверхпроводников наз. также теорией Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теорией).

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *А. Э. Мейерович.*

ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (от греч. hypér — над, сверх, выше) — частное решение гипергеом. ур-ния (ур-ния Гаусса)

$$z(1-z)\,u'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)\,z]\,u' - \alpha\beta u = 0, \qquad (*)$$

регулярное в окрестности точки $z=0$ комплексной плоскости при $\gamma \neq 0, -1, -2, \ldots$ и любых значениях α и β,