[9] *Крейнгольд Ф. И., Макаров В. А.* ФТП, 1974, т. 8, № 8, с. 1475—1481.
[10] *Крейнгольд Ф. И., Кулинкин Б. С.* ФТТ, 1987, т. 29, № 7, с. 2229—2231.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 августа 1987 г.

УДК 537.312.8

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА

А. А. Адхамов, И. Л. Максимов, Н. А. Тайланов

В [1] показано, что при определенных условиях в сверхпроводнике II рода может распространяться нелинейная термомагнитная волна. Вопрос об ее устойчивости не рассматривался. Между тем проблема устойчивости нелинейных волн в системах с сильной диссипацией изучена еще недостаточно [2]. В данном сообщении исследована устойчивость нелинейной стационарной термомагнитной волны по отношению к малым термомагнитным возмущениям. Найден спектр собственных значений линеаризованных уравнений динамики критического состояния. Показано, что пространственно-ограниченным решениям соответствуют только затухающие во времени возмущения.

Динамика тепловых δT и электромагнитных δE возмущений критического состояния в линейном ($\delta T/T$, $\delta E/E$, $\delta j/j \ll 1$) приближении описывается системой уравнений Максвелла, теплопроводности

$$\nu \frac{\partial \delta T}{\partial t} = \varkappa \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} + j\delta E + E\delta j, \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2 \delta E}{\partial x^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \delta j}{\partial t} \tag{2}$$

совместно с уравнением критического состояния в сверхпроводниках II рода

$$\delta j = -a\delta T + \sigma_d \delta E. \tag{3}$$

Здесь ν и $\varkappa$ — теплоемкость и теплопроводность сверхпроводника, σ_d — его проводимость в режиме течения магнитного потока, а $E=E(z)$ и $j=-\frac{c^2}{4\pi v}\frac{dE}{dz}$ — найденные в [1] стационарные решения в автомодельных переменных $z=x-vt$, описывающее исходный профиль нелинейной термомагнитной волны, движущейся со скоростью v. Мы рассматриваем здесь плоский полубесконечный образец $x \geqslant 0$. В приближении слабого разогрева $T-T_0 \ll 1$ (T_0 — равновесная температура сверхпроводника) для ситуации $\tau=4\pi\sigma_d \varkappa/c^2\nu \gg 1$ нелинейный профиль имеет вид

$$E = \frac{4\pi\sigma_d \nu}{c^2 a} v^2 \left[1 - \operatorname{th} \frac{\nu v}{2\varkappa} z\right]. \tag{4}$$

Отыскивая решение (1)—(3) в виде

$$\delta T = \Theta(z) \exp(\lambda t), \quad \delta E = \varepsilon(z) \exp(\lambda t)$$

и исключив $\Theta(z)$, можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка с переменными коэффициентами для определения $\varepsilon=\varepsilon(z)$. Его исследование в общем виде практически невозможно. Однако в пределе $\tau \gg 1$ (что, как известно, отвечает «медленной» $\lambda \ll$

$\ll \nu v^2/\varkappa$ неустойчивости [3]) соответствующее уравнение резко упрощается и для функции

$$\Psi(z) = \varepsilon(z) \operatorname{ch} \frac{\nu v}{2\varkappa} z$$

приводится к уравнению Шредингера для частицы в несимметричной потенциальной яме

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} + \left[\frac{2}{\operatorname{ch}^2 y} - 1 - \Lambda(2 - \operatorname{th} y)\right]\Psi = 0. \tag{5}$$

Здесь мы ввели безразмерную переменную $y = \nu vz/2\varkappa$ и параметр $\Lambda = \frac{4\varkappa}{\nu v^2}\lambda$. Заметим, что в отличие от известного случая симметричной ямы [4], вид потенциала зависит от «энергии» Λ. Физически нечетное слагаемое в (5) описывает влияние тепловой моды на динамику электромагнитных возмущений в сверхпроводнике. Используя процедуру, аналогичную [4], нетрудно найти точное решение уравнения (5) в виде

$$\Psi(y) = (1 - \operatorname{th} y)^{p+1/2}(1 + \operatorname{th} y)^{q+1/2} F\left(\alpha, \beta, \gamma, \frac{1 - \operatorname{th} y}{2}\right),$$

$$\alpha = p + q + 3, \quad \beta = p + q, \quad \gamma = 2p + 1,$$

$$p = \frac{\sqrt{1 + 3\Lambda} - 1}{2}, \quad q = \frac{\sqrt{1 + \Lambda} - 1}{2}.$$

Видно, что спектр собственных функций уравнения (5) является непрерывным. Анализ асимптотического поведения решения при $z = \pm\infty$ показывает, что величина $\varepsilon(z)$ является ограниченной только в области значений $\Lambda < 0$; изучение второго линейно-независимого решения приводит к такому же результату. Это означает, что пространственно-ограниченные термомагнитные возмущения затухают со временем, т. е. исходная термомагнитная волна устойчива.

Авторы признательны А. П. Пардаеву за полезные дискуссии и интерес к работе.

Литература

[1] *Максимов И. Л., Мастаков Ю. Н., Тайланов Н. А.* ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2323—2328.
[2] *Якубович Е. И.* В сб.: Нелинейные волны. М.: Наука, 1978. 62 с.
[3] *Минц Р. Г., Рахманов А. Л.* Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984. 262 с.
[4] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 750 с.

Самаркандский государственный
университет им. А. Навои
Самарканд

Поступило в Редакцию
12 января 1987 г.
В окончательной редакции
31 августа 1987 г.

УДК 537.226.33 537.323

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НИОБАТА И ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ

О. А. Хачатурян, А. И. Габриелян, С. П. Колесник

Для сегнетоэлектриков ниобата и танталата лития в литературе вообще отсутствуют значения термоэлектрических коэффициентов, хотя в не-