

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ШУМОВ ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

Л.П.Горьков

Генерация колебаний движущейся волной зарядовой плотности ВЗП приписывается нелинейному периодическому режиму, возникающему в окрестности контакта с нормальным проводником. Этот режим отвечает либо однородному проскальзыванию фазы (тонкие образцы), либо движущейся поперек дорожке краевых дислокаций в решетке ВЗП. Предложены простые микроскопические уравнения.

Генерация волной зарядовой плотности (ВЗП) почти периодических колебаний была впервые обнаружена в NbSe_3 ^{1, 2}, а затем в TaS_3 ³ и $\text{K}_{0,3}\text{MoO}_3$ ⁴. Большинство моделей⁵⁻¹⁴ интерпретирует явление в терминах нелинейного уравнения для фазы ВЗП в присутствии пиннигующего потенциала, стремясь связать наличие порогового электрического поля, E_p , для движения волны с явлением генерации. Ниже обосновывается точка зрения, что тогда как пиннинг ВЗП есть объемный эффект (дефекты¹⁵), генерация периодических колебаний обязана граничным условиям в области контакта с нормальным проводником, которые приводят к возникновению центров проскальзывания фазы (ЦПФ) – механизму, известному из теории сверхпроводимости^{16, 17} и требующему учета изменения модуля параметра порядка.

ВЗП описывают деформацией решетки $u(x) = u_0 \cos(2k_F x + \phi)$, где произвольная фаза в несоизмеримом случае отражает возможность перемещения волны в отсутствие пиннинга. Ниже последним пренебрегается ($E > E_p$). В качестве параметра порядка

$$\Delta(x, t) = |\Delta(x, t)| \exp i\phi(x, t) \quad (1)$$

в медленно меняющихся полях выбрана величина „щели” в электронном спектре, пропорциональная локальной деформации.

Деформация (1) в объеме возможна лишь ниже температуры перехода, T_p , тогда как в окрестности границы раздела между двумя средами неизбежны большие (атомные) деформации. Последние мало чувствительны к низкотемпературному структурному переходу. Иначе, при $T < T_p$ спонтанно возникающая в объеме структура должна подстраиваться на расстояниях $\xi_0 \sim \hbar v / T_p$ к существующей уже деформации на границе. Это условие неизбежно фиксирует фазу ВЗП на границе.

Предполагая малым изменение $|\Delta|$ в слабом поле, получим

$$\Gamma\phi = aE + \xi_0^2 \nabla^2 \phi. \quad (2)$$

Обычно (время релаксации τ обязано примесям):^{18, 19}

$$a \sim e \xi_0 / T_p, \quad \Gamma^{-1} \sim T_p^2 \tau. \quad (3)$$

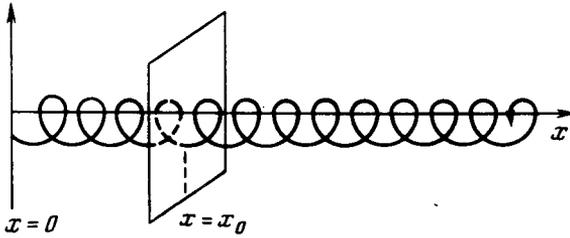
Стационарное ($\dot{\phi} = 0$) решение (2) в объеме возможно только в присутствии сил пиннинга. В противном случае вектор (1) вращается с частотой:

$$\Omega = a \Gamma^{-1} E \sim eEl, \quad (4)$$

что отвечает движению ВЗП со скоростью: $2k_F u = \Omega$.

Механическая модель, описываемая (2), изображена на рисунке. Закрепленная при $x = 0$ пружина вращается вдали с угловой скоростью Ω из (4). Установившийся процесс

возможен, если в некотором сечении $x = x_0$ связь между двумя участками периодически разрывается из-за накапливающихся напряжений и происходит проскальзывание $[\phi] = 2\pi$. В параболическом уравнении (2) член с полем есть однородный по пространству источник, тогда как процесс проскальзывания обеспечивает „сток” фазы: $-2\pi\Gamma^{-1}\delta(x-x_0)\cdot\delta(t-t_n)$, где $t_n = 2\pi\Omega^{-1}n$.



Высказанные соображения удается подкрепить удобной микроскопической моделью. Пусть электронный спектр $\epsilon(\mathbf{p})$ трехмерен и отвечает двум участкам со свойством „наложения”: $\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{q}) = -\epsilon(\mathbf{p})$ (например, туннелирование между цепочками отвечает приближению сильной связи). Если продольная компонента, $q_{\parallel} = 2k_F$, несоизмерима, переход металл – диэлектрик приводит к сверхструктуре (1). Особенно простые уравнения возникают, если температура перехода подавлена ($T_p \ll T_{p0}$) дефектами, т.е. в области концентраций вблизи критической $1/\tau_c = 4\gamma/3\pi T_{p0}$:

$$\begin{aligned} \dot{\Delta} + (\Delta^2 + Q^2 - 1)\Delta - \nabla^2\Delta &= 0, \\ (E + \dot{\phi})\Delta^2 - \text{div}(Q\Delta^2) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

(где $\Delta \equiv |\Delta|$, $Q = \nabla\phi$). В (5) параметр порядка измеряется в $\Delta_{\infty} = \pi T_p \delta^{1/2}$ ($\delta = 1 - T^2/T_p^2$); поле, eE , в единицах $\pi^2 T_p^2 \delta / 12\bar{v}$, масштабы времени и координат есть $9/2\pi^2 T_p^2 \tau_c \delta$ и $\sqrt{3}\bar{v}^2/2 / \pi T_p$ соответственно. Ток связан, в основном, с нормальными носителями:

$$j = \frac{\sigma_n \pi^2 T_p^2}{12 e \bar{v}} \left\{ E - \lambda E \Delta^2 - \left(\frac{8}{9}\right) \lambda \epsilon \Delta^2 \dot{\phi} \right\}. \quad (6)$$

Второй член в (6) есть малая поправка к нормальной проводимости за счет перехода, а третий дает вклад движущейся ВЗП ($\lambda = (8\pi^2/3) T_p^2 \tau_c^2 \delta$, $\epsilon = \bar{v}^2/\bar{v}^2$).

Точка x_0 на рисунке определяется интегрированием нелинейных уравнений (5) с условиями $\Delta = \Delta_0$, $\phi = 0$ при $x=0$, и $\Delta=1$, $\dot{\phi} = -E$ при $x \rightarrow \infty$. Выбор x_0 не очевиден. При $E \ll 1$ возможен режим с $x_0 \gg 1$. Тогда при $x < x_0$ все величины периодичны по времени, а Δ медленно изменяется с координатой. Для усредненных величин имеем из (5):

$$\bar{\Delta}^2 = 1 - \bar{Q}^2; \quad 3\bar{Q} - 2 \text{Arcth} \bar{Q} = Ex.$$

Устойчивой ветви решений второго уравнения отвечает $\bar{Q} < 1/3$:

$$Ex_0 < 1 - \ln 2. \quad (7)$$

Этот пример показывает, что электрическое поле создает у границы градиент фазы, т.е. локальное изменение периода ВЗП, нарастающее с координатой (и временем), пока сверхструктура не перестает быть устойчивой. На расстояниях $|x - x_0| \sim 1$ происходит быстрое изменение всех величин, и Δ проходит через нуль.

При $E \gg 1$ решение дает $x_0 \cong (2E)^{-1/2} \ln E$. Амплитуда переменного напряжения ($j = \text{const}$):

$$e V_1 = \left(1 - \frac{8}{9} \epsilon\right) \frac{2\pi^3}{3\sqrt{3}} \epsilon^{1/2} \delta (T_p \tau_c)^2 T_p \sin(24 e E l t).$$

В образце, неограниченном в поперечном направлении, „сток” фазы в плоскости x_0 возможен за счет движения периодической структуры ЦПФ, если ее период, L , и скорость, v_{\perp} , связаны соотношением $2\pi v_{\perp} = \Omega L$. Оценка из (5) дала бы $v_{\perp} \sim v(T_p \tau_c) \delta$. Физически эта структура имеет смысл краевых дислокаций в решетке ВЗП. Выбор между решениями (однородный ЦПФ и бегущая дорожка) неясен. В ²³ показано, что монокристалл NbSe₃ состоит из узких ($\sim 10^{-6}$ см) доменов, параллельных главной оси, что, казалось бы, дополнительно затрудняет движение дислокаций.

Согласно (4), частота генерируемых колебаний есть мера длины свободного пробега в реальных веществах. В свою очередь, оценивая из (2), (3) в соответствии с результатом (7) (условие $\xi_0 Q \sim 1$), получим критерий:

$$e E x_0 \sim T_p.$$

Отсюда (при $E \sim 100$ мВ/см, $T_p \sim 50$ К) $x_0 \sim 10^{-2}$ см, т.е. близко к длине $l \sim 100$ мк, найденной в ²² из оценки влияния геометрии образца.

Необходимо указать, что концепция ЦПФ была недавно независимо предложена в экспериментах ²⁴ в качестве объяснения данных о локальном характере механизма генерации в NbSe₃.

Автор благодарен С.А.Бразовскому и Н.Б.Копнину за полезные обсуждения и Б.И.Ивлеву за ценные замечания.

Литература

1. Fleming R.M., Grimes C.G. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 1423.
2. Monceau P., Richard J., Renard M. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 43; Phys. Rev., 1982, B25, 931.
3. Grüner G., Zettl A., Clark W.G., Thompson A.H. Phys. Rev., 1981, B23, 6813.
4. Dumas J., Schlenker C., Marcus J., Buder R. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 757.
5. Bardeen J. Phys. Rev., Lett., 1980, 45, 1978.
6. Weger M., Grüner G., Clark W.G. Solid State Comm., 1980, 35, 243.
7. Grüner G., Zawadowski, Chaikin P.M. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 511.
8. Burkov S.E., Pokrovsky V.L., Uimin G.V. Solid State Comm., 1981, 40, 363.
9. Bak P. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 692.
10. Артеменко С.Н., Волков А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 155.
11. Weger M., Horowitz B. Solid State Comm., 1982, 43, 583.
12. Sneddon L., Cross M.C., Fisher D.S. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 292.
13. Klemm R.M., Schrieffer J.R. Preprint, 1983.
14. Baner S.E., Zawadowski A. Preprint, 1983.
15. Lee P.A., Rice T.M. Phys. Rev., 1979, B19, 3970.
16. Langer J.S., Ambegaokar V. Phys. Rev., 1967, 164, 498.
17. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 640.
18. Горьков Л.П., Долгов Е.Н. ЖЭТФ, 1979, 77, 396; Journ. Low Temp. Phys., 1981, 24, 101.
19. Артеменко С.Н., Волков А.Ф. ЖЭТФ, 1981, 81, 1872.
20. Келдыш Л.В., Конаев Ю.В. ФТТ, 1964, 6, 2791.
21. Horowitz B., Gutfreund H., Weger M. Solid State Comm., 1981, 39, 541.

22. *Gill J.C.* Solid State Comm., 1982, 44, 1041.

23. *Fung K.K., Steeds J.W.* Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1696.

24. *Ong N.P., Verma G.* Phys. Rev., 1983, B27, 4495; *Ong N.P., Verma G., Maki K.* Preprint, 1983.

 Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 июня 1983 г.