# НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИКА ВТСП В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

*Ю. М. Гальперин, В. И. Козуб*

Рассмотрены особенности поведения ВТСП материалов при облучении их оптическими импульсами большой мощности. Показано, что благодаря специфической температурной зависимости теплопроводности в них могли наблюдаться известные для диэлектриков и полупроводников эффекты «горячего пятна». В свою очередь существенная температурная зависимость реальной части поверхностного импеданса обеспечивает возможность проявления оптической бистабильности при облучении ВТСП светом с энергией кванта меньше удвоенной энергетической щели.

Как известно, благодаря нелинейным уравнениям теплового баланса (связанным как с нелинейной зависимостью теплопроводности от температуры, так и с нелинейностью источников) интенсивное поверхностное возбуждение полупроводников и диэлектриков связано с очень богатой физической картиной. В частности, следует отметить явление так называемого «горячего пятна», которое состоит в «автолокализации» фононов в приповерхностной области за счет фонон-фононного рассеяния и может быть реализовано в условиях нелокальной [1] и обычной [2] теплопроводности. Другим ярким эффектом является оптическая бистабильность, которая может быть обусловлена температурной зависимостью зонных параметров и, следовательно, коэффициента оптического поглощения и преломления [3].

Нелинейные явления такого типа, однако, не наблюдаются в металлических проводниках. Это связано с тем, что теплопроводность в таких материалах, определяемая, как правило, электронами, велика и сравнительно слабо зависит от температуры; поверхностный импеданс также обычно не обнаруживает выраженной температурной зависимости. Интересные возможности в этом отношении связаны со сверхпроводниками, для которых, с одной стороны, при $T \ll T_c$ «выключается» электронная теплопроводность, а с другой — проявляется сильная температурная зависимость импеданса. Но для «обычных» сверхпроводящих материалов с $T_c \lesssim 10$ K в области $T < T_c$ фонон-фононные процессы несущественны, фононная теплопроводность определяется рассеянием на границах и весьма велика, что препятствует наблюдению нелинейных явлений, контролируемых уравнением теплового баланса.

Здесь мы хотим указать на особенности высокотемпературных сверхпроводников, которые делают для них проблему «тепловых» нелинейных явлений актуальной. При этом, не конкретизируя механизм спаривания, будем предполагать, что как нормальные возбуждения, так и параметр энергетической щели описываются схемой БКШ. Иными словами, «число нормальных электронов», определяющих кинетические свойства, резко убывает при $T < T_c$, так что температурное поведение различных кинетических коэффициентов $A_i$ при $T < T_c$ определяется законом $A_i = A_{in} f(T)$, где $A_{in}$ — значения в нормальном состоянии, $f(T)|_{T\to 0} \to 0$ (в модели БКШ $f(T)|_{T\to 0} \sim \exp(-\Delta(T)/T)$). В частности, электронный вклад в теплопроводность $\varkappa_e$ ведет себя как $\varkappa_{en} f(T)$, а фононный вклад как

$$\varkappa_{ph}^{-1} = \varkappa_{ph-L}^{-1} + \varkappa_{ph-e,\,n}^{-1} f(T), \tag{1}$$

где $\varkappa_{ph-L}$ — вклад, контролируемый рассеянием фононов на фононах и дефектах решетки; $\varkappa_{ph-e}$ — вклад фонон-электронного рассеяния. Видно, что если $\varkappa_{ph-L}$ — растущая функция температуры, то $\varkappa$ $(T)$ должна иметь максимум при $T_m < T_c$. Заметим, что максимум $\varkappa$ $(T)$ при $T < T_c$ наблюдался в ряде экспериментов [4], хотя природа его до конца не ясна [5].

В задаче о горячем пятне рассматривается мгновенное введение тепла через поверхность образца, первоначально охлажденного до достаточно низкой температуры. Необходимым условием существования пятна является рост температуропроводности $W$ (в случае чисто фононного механизма теплопроводности, совпадающей с коэффициентом диффузии фононов $D_{ph}$) с уменьшением температуры. Поскольку $\varkappa \sim WC$ и при $T \ll \Theta_D$ ($\Theta_D$ — температура Дебая) фононная теплоемкость, которая при $T \geqslant 10$ K является определяющей, $C \backsim T^3$, то в случае степенной зависимости $\varkappa \backsim T^n$, $W \backsim T^{-m}$ соответствующее условие означает $m > 0$, $n = -m + 3 < 3$. Как следует из экспериментов [4, 5], в достаточно хороших образцах ВТСП при $T > T_m$ практически нет участков роста $\varkappa$ $(T)$, так что $n \leqslant 0$, $m \geqslant 3$, а при $T < T_m$ рост $\varkappa$ $(T)$ происходит не быстрее, чем $T^2$, причем этот последний закон реализуется лишь при $T \leqslant 10$ K. Так что и при $T < T_m$ $m > 0$. Поэтому в ВТСП могут быть реализованы условия, необходимые для существования горячего пятна. Более того, хотя имеющиеся к настоящему времени материалы обнаруживают малые длины свободного пробега фононов, не исключена возможность достижения при $T < T_c$, т. е. в условиях «вымороженной» электронной системы, квазибаллистического или даже баллистического режима распространения низкочастотных фононов, что соответствует традиционным условиям наблюдения горячего пятна [1, 2].

Подробный анализ различных аспектов проявления горячего пятна в случае произвольной степенной зависимости $\varkappa$ $(T)$ был выполнен в [2]. Однако в настоящей работе мы ограничимся обсуждением важнейших выводов. Прежде всего в условиях одномерной геометрии, т. е. когда распределение тепла вдоль нагреваемой поверхности можно считать однородным, распространение в глубь образца фронта с заданной температурой $T$ происходит по закону

$$x \sim [W(T)\,t]^{1/2}. \tag{2}$$

Таким образом, распространение нормальной области при поверхностном возбуждении ВТСП определяется соотношением $x_n \sim [W(T_c)t]^{1/2}$. Граница области, где сосредоточена основная энергия пятна, есть

$$x_S \sim (W_0 t)^{4/(8-m)} (C_0 T_0/E)^{m/(8-m)}, \tag{3}$$

а максимальная температура порядка

$$T_S \sim (E/C_0 T_0 x_S)^{1/4} \backsim t^{1/(8-m)}, \tag{4}$$

где $E$ — энергия, введенная в образец; $T_0$ — некоторая нормировочная температура; $C_0 = C(T_0)$; $W_0 = W(T_0)$. В случае объемного образца и $m \geqslant 8/3$ $(n \leqslant 1/3)$ такой закон эволюции выполняется лишь до момента, когда $x_S$ сравнивается с поперечным размером пятна $r_0$, после чего происходит разрушение последнего за времена порядка времен предшествовавшей эволюции. В случае ВТСП такой режим реализуем, если $T_S < T_m$.

Распределение температуры в области $x < r_0$ описывается в соответствии с (2) законом

$$T \sim T_0 (W_0 t/x^2)^{1/m}. \tag{5}$$

При этом, если $m > 0$, сшивка участков, соответствующих различным значениям $m$, не связана с особенностями, более сильными, чем изломы зависимости $T$ $(x)$; в частности, это относится и к точке максимума $T_m$.

Другим нелинейным эффектом, который может быть реализован при поверхностном возбуждении ВТСП, является оптическая бистабильность.

Предположим, что указанное возбуждение осуществляется квантами с энергией $\hbar\omega < 2\Delta$ (что для YBaCuO соответствует $\hbar\omega \leqslant 10 \div 20$ мэВ). В таком случае мощность, поглощаемая в приповерхностном слое, есть

$$I \sim I_0 \frac{8\pi\omega^2}{c^3} \lambda_{\text{ск}}^2 \sigma_n f(T) \sim I_0 \sqrt{\frac{8}{\pi}} \left(\frac{\omega}{\sigma_n}\right)^{1/2} f(T), \tag{6}$$

где $I_0$ — плотность падающего на поверхность потока излучения; мы полагаем, что скиновая глубина $\lambda_{\text{ск}}$ меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля. В свою очередь температура $T$ определяется из решения уравнения теплопроводности, для которого в качестве граничных условий на поверхности $x=0$ выступает условие равенства потока тепла вводимому потоку (6). Легко усмотреть, что если начальная температура образца $T_{\text{н}} \ll T_c$, а интенсивность накачки $I_0$ достаточно велика, то в зависимости от предыстории возможны две ситуации: 1) $T = T_{\text{н}}$, $f(T) \to 0$ $I \to 0$, нагрев отсутствует, энергия почти не поглощается: 2) температура поверхности $T_S \gg T_{\text{н}}$, $T_S \geqslant T_c$, $f(T_S) \sim 1$, т. е. поглощение энергии накачки существенно; именно она и определяет температуру образца.

В стационарной ситуации $T_S$ определяется условием теплоотвода в термостат с температурой $T_{\text{н}}$. Обозначая мощность, отводимую в термостат $J(T_S, T_{\text{н}})$, имеем

$$I_0 (8\pi)^{1/2} (\omega/\sigma_n)^{1/2} S = J(T_S, T_{\text{н}}), \tag{7}$$

$S$ — облучаемая площадь. Поскольку $T_S > T_c$, то, подставляя в (7) $T_S = T_c$, можно оценить минимальную мощность накачки, необходимую для наблюдения эффекта. При $\omega \sim 10^{13}$ с$^{-1}$, $\sigma \sim 10^{16}$ с$^{-1}$, $J(T_c, T_{\text{н}}) \leqslant 1$ вТ (что представляется реалистичным для образцов в виде тонкой пластины в парах $\text{H}_0$) $I_0 \geqslant 10$ вТ/см. Эта оценка, очевидно, применима, если длительность импульса возбуждения $t_0 > W/L^2$, где $L$ — толщина образца.

В нестационарной ситуации с меньшей длительностью импульса, такой, что $t_0 < W/L^2$, оценка, очевидно, имеет вид

$$I_0 (8/\pi)^{1/2} (\omega/\sigma_n)^{1/2} t_0 \geqslant C(T_c) T_c (W(T_c) t_0)^{1/2}. \tag{8}$$

В предположении, что преобладает фононная теплопроводность, $\varkappa \sim CD \sim$ $\sim Csl$, где $s$ — скорость звука, $l$ — длина свободного пробега фононов. Полагая $l(T \sim T_c) \sim 10^{-5}$ см, при $t_0 \sim 10^{-6}$ с получаем оценку на полную энергию импульса накачки $I_0 t_0 \geqslant 1$ Дж/см.

## Список литературы


[1] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 8. № 5. С. 2288—2292.
[2] Козуб В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 186—203.
[3] Optical nonlinearities and instabilities in semiconductors / Ed. H. Hang. Boston, 1988. 440 p.
[4] Jerowski A. // Helv. Phys. Acta. 1988. V. 61. N 3. P. 438—442.
[5] Jerowski A. e. a. // Physica. 1988. V. 153—155. P. 1347—1352.



Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград



Поступило в Редакцию
6 мая 1990 г.