



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Е. Фортов, О детонационном режиме распространения нормальной фазы в сверхпроводящих материалах, *Докл. АН СССР*, 1991, том 318, номер 5, 1162–1165

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

25 января 2025 г., 22:55:20



$\approx 2,3 \cdot 10^{-13}$ при $T = 2$ кэВ и $\zeta_{\text{ОВЭК}} \approx 1,8 \cdot 10^{-10}$ при $T = 3$ кэВ, что значительно меньше $\zeta^{(1)}$ и $\zeta^{(2)}$.

В заключение автор благодарит Р.В. Арутюняна и В.Ф. Стрижова за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт проблем безопасного развития
атомной энергетики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
2 IV 1991

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулин В.М., Карлов Н.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. М.: Наука, 1987, с. 101. 2. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. М.: Атомиздат, 1973, с. 48. 3. Арутюнян Р.В., Большов Л.А. – ДАН, 1989, т. 305, № 4, с. 839–840. 4. Helmer R.G. – Nucl. Data Sheet., 1990, vol. 59, № 1, p. 1–132. 5. Гольданский В.И., Намиот В.А. – ЯФ, 1981, т. 33, № 2, с. 319–322.

УДК 537.31

Ф И З И К А

© Член-корреспондент АН СССР В.Е. ФОРТОВ

О ДЕТОНАЦИОННОМ РЕЖИМЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛАХ

В настоящее время наиболее изученным механизмом распространения нормальной фазы в сверхпроводниках с током является механизм теплопроводности, согласно которому переход из сверхпроводящего в нормальное состояние осуществляется во фронте тепловой волны (см. [1] и содержащиеся там ссылки), аналогичной волне горения в химической физике [2]. С помощью соответствующего математического аппарата и ясных физических аналогий этот режим весьма подробно изучен сейчас теоретически и экспериментально, на основе чего созданы стабилизированные композитные сверхпроводящие структуры, устойчивые по отношению к джоулевым перегревным неустойчивостям [3].

В настоящем сообщении рассматривается иной механизм перехода в нормальное состояние, когда джоулево энерговыделение в нормальной фазе настолько велико, что вызывает нелинейное гидродинамическое движение – генерацию ударных волн. Распространяясь по сверхпроводящему материалу, эти ударные волны вызывают его интенсивную пластическую деформацию, сжатие и необратимый разогрев, что приводит к срыву сверхпроводящего состояния с последующей джоулевой диссипацией электрической энергии в нормальной фазе материала за фронтом этих волн и поддерживает таким образом их дальнейшее распространение. Такой режим распространения аналогичен режиму детонации химических ВВ, где вязкий разогрев ВВ во фронте ударного разрыва стимулирует экзотермические химические реакции, роль которых в нашем случае выполняет омический разогрев нормальной фазы.

Пользуясь этой аналогией, оценим условия реализации такого электродетона-

ционного режима. Рассмотрим цилиндрический сверхпроводник радиусом R , помещенный в жидкий гелий с температурой T_0 , меньшей температуры сверхпроводящего перехода T_c . По сверхпроводнику течет электрический ток плотностью J , меньшей критического значения F_c . Пусть под действием каких-то причин часть этого сверхпроводника (продольным размером L) перешла в нормальное (или резистивное) состояние с температурой $T_1 \geq T_c$ и удельной электропроводностью σ . В этой зоне мощность джоулева энерговыделения $J^2 L / \sigma$ будет приводить к разогреву материала и его гидродинамическому движению, генерируя ударную волну, распространяющуюся навстречу транспортному току с фазовой скоростью D . Во фронте этого скачка уплотнения происходит вязкая диссипация кинетической энергии набегающего потока, приводящего к срыву сверхпроводящего состояния в результате сжатия и необратимого разогрева сверхпроводника до $T_1 \geq T_c^*$. Ясно, что такой процесс в стационарном режиме реализуется при условии, что мощность вязкой диссипации во фронте ударного разрыва будет скомпенсирована мощностью джоулева энерговыделения в нормальной фазе.

Критические условия в этом случае принимают вид

$$(1) \quad J^2 L / \sigma = \rho_0 DE(V, T),$$

где $E(V, T)$ — плотность энергии, связанная со скоростью ударной волны D условиями сохранения массы импульса и энергии на фронте разрыва (Гюгонио) и уравнением состояния материала нормальной фазы.

Мы видим, что, в отличие от даваемой тепловым механизмом линейной зависимости скорости распространения от плотности тока [4], здесь реализуется более быстрый (1), почти квадратный закон. Благоприятными факторами для электродетонационного режима являются высокая плотность транспортного тока J (которая, однако, ограничена $J \leq J_c$) и значительный размер зоны энерговыделения L . При этом, как и при детонации химических ВВ [2], размер зоны энерговыделения ("химпик") определяется кинетикой процесса, условием дозвукового характера течения в этой зоне и боковыми энергетическими потерями. В этом последнем случае величина L может быть оценена с учетом боковых энергетических потерь из разогретой нормальной фазы, которые могут носить либо гидродинамический, либо тепловой характер.

Первый случай относится к развитому электродетонационному режиму, когда джоулево энерговыделение сравнимо с энергией связи материала (порядка нескольких килоджоулей на 1 см^3 нормальной фазы) и происходит фактически его взрыв. Давление за фронтом ударной волны превосходит предел прочности материала, и он расширяется и адиабатически охлаждается в боковых волнах разгрузки (центрированные волны Римана), которые, распространяясь от внешней границы к оси проводника со скоростью звука C_s , уничтожают нормальную зону за время $t_T \sim R / C_s$. Это приводит к оценке размера L нормальной зоны $L \sim \sim DR / C_s$, что соответствует модели Харитона для критического диаметра детонации конденсированных ВВ [5]. Отметим, что практическая реализация развитого электродетонационного режима связана, как показывают численные оценки, с чрезвычайно высокими J , которые часто превосходят J_c . Кроме того, интенсивный боковой разлет материала нормальной фазы, скорее всего, вызывает не только охла-

* Во фронте этой ударной волны реализуются и интенсивные пластические деформации, также приводящие к срыву сверхпроводящего состояния [3]. Конкретные оценки этого механизма приводят к величинам, близким к изложенному ниже квазиакустическому режиму.

дение материала до $T \leq T_c$, но и обрыв электрической цепи и срыв всего процесса по этой тривиальной причине. Избежать этого (и затруднить боковой разлет) можно, поместив сверхпроводник в массивную шунтирующую оболочку из нормального проводника, который принял бы на себя транспортный ток после разрушения нормальной фазы. Это приводит к более сложной тепловой и электродинамической задаче.

Для оценки нижних по J критических условий электродетонации рассмотрим более "мягкий" режим, исключаящий электровзрыв, ограничась по существу квазиакустическим приближением $D \sim C_s$. Тогда размер L определится боковым охлаждением зоны электровыделения — конвективной теплоотдачей в гелий и кондуктивной теплопроводностью внутри металла. Характерные времена этих процессов $t_\alpha \sim CR/K_\alpha$, $t_\lambda \sim R^2 C\rho/\lambda$ приводят к размерам

$$(2) \quad L_\alpha \sim \frac{RC}{K_\alpha} C_s, \quad L_\lambda \sim \frac{RC_s C}{\lambda}.$$

Поскольку реализуется сопряженный теплообмен, следует выбрать наибольшую из этих величин — как правило, это L_λ .

Имея в виду эксперимент [4], где изменялись скорости распространения нормальной фазы сверхпроводника Nb + 25% Zr с $R \sim 0,12$ мм и где на предельных точках наблюдалось некоторое завышение скорости распространения по сравнению с тепловым механизмом, сделаем оценки критических условий (1) электродетонации. Для срыва сверхпроводимости в [4] необходим нагрев материала с $T_0 \sim 4$ К

до $T_c \sim 10,8$ К, что требует плотности тепловой энергии $E \sim \int_{T_0}^{T_c} CdT \sim 2$ Дж/см³.

Для расчета параметров ударного фронта электродетонационной волны, соответствующих этой критической плотности тепловой энергии, необходимо решение уравнений сохранения массы, импульса и энергии совместно с полумпирическим уравнением состояния, учитывая упругие компоненты термодинамических функций, а также термическое возбуждение электронов и фононов [6]. Соответствующие построения дали ударную адиабату в виде $D = 4,138 + 1,219 u$, u — массовая скорость ударносжатого металла. Полная плотность, включая упругую плотность внутренней энергии, при этом составит $E \sim 150$ Дж/см³ и $D \sim 4,35$ км/с, что близко к $C_s \sim 4,14$ км/с и оправдывает применение квазиакустического приближения.

Критерий (1) накладывает довольно жесткие условия на размер нормальной зоны даже при высоких плотностях тока. Так, только при околокритических плотностях $J_c \sim 4 \cdot 10^5$ А/см² рассчитанные по (1) $L \sim 3,4$ см, что сопоставимо с длиной проводника 8 см, по которому распространялась нормальная фаза в экспериментах [4]. При этом критерии срыва детонации по отношению к боковому охлаждению выполнялись с большим запасом. Ясно, что электродетонационный режим не может наблюдаться в современных стабилизированных композиционных сверхпроводниках, так как ввиду их малого диаметра именно тепловые потери (2) исключают возможность реализации значительных L , приводя в соответствии с (1), (2) к запредельным токам $J \gg J_c$.

По-видимому, фиксируемое в [4] на сильных околопредельных токах, а также в сплаве Nb + 25% Zr некоторое превышение скорости распространения нормальной фазы по отношению к значениям тепловой теории может быть связано с началом реализации обсуждаемого здесь электродетонационного режима. В условиях этих экспериментов, скорее всего, реализуется нестационарная стадия электродетонации, и поэтому следует ожидать увеличения фиксируемой скорости фронта с рос-

том длины образца вплоть до ее выхода на сверхзвуковые значения. Кроме того, в окружающем сверхпроводник жидком гелии следует ожидать акустических эффектов, порождаемых электродетонационными волнами.

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Москва

Поступило
9 IV 1991

ЛИТЕРАТУРА

1. Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984.
2. Зельдович Я.Б. Химическая физика и гидродинамика. Избранные труды. М.: Наука, 1984.
3. Зинкевич В.Б., Сычев В.В. Магнитные системы на сверхпроводниках. М.: Наука, 1972.
4. Whetstone C.N., Ross C.E. — J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, № 3, p. 783. 5. Харитон Ю.Б. В сб.: Вопросы теории взрывчатых веществ. М.: Изд-во АН СССР, 1947, вып. 1, с. 7. 6. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортон В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черногоровка, 1988. 7. Stekly J.J., Hoag E. — J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 1376.