

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. А. Баренгольц, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Предельные токи автоэлектронной эмиссии и взрывоэмиссионные процессы в высокотемпературных сверхпроводниках, *Письма в ЖТФ*, 1989, том 15, выпуск 13, 21–24

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: 18.97.14.83

23 января 2025 г., 21:12:57



ОБ.4; 11

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ
И ВЗРЫВОЭМИССИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

С.А. Баренгольц, Е.А. Литвинов,
Г.А. Месяц

В работах [1-3] исследовались автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Экспериментально установлено, что спектр эмитированных электронов близок к металлическому, вольт-амперные характеристики в координатах Фаулера-Нордгейма представляют собой, как правило, прямые линии. Предельные токи I_{np} автоэмиссии составляют единицы А в диапазоне времен запаздывания взрыва микроострий t_3 десятки-сотни наносекунд. На осциллограммах предпробойного тока отсутствовало нарастание. После кондиционирования катода импульсными дугowymi разрядами электрическая прочность вакуумного промежутка возрастала в 2-2,5 раза при охлаждении до 4.2 К. Отмечена большая эрозия катода в процессе взрывной эмиссии.

Величина предельного тока автоэмиссии ограничена разогревом эмитирующего острья-выступла на катоде. Запишем уравнение теплового баланса следующим образом [4]:

$$\int_V c(T_2 - T_1) dV = - \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{S_B} \frac{j_3}{e} \Delta \mathcal{E} dS_B + \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{S_V} \lambda \nabla T dS_V + \int_{t_1}^{t_2} dt \int_V j^2 \varpi dV, \quad (1)$$

где c - теплоемкость единицы объема, T_1 и T_2 - температура в момент времени t_1 и t_2 соответственно, dV - элемент объема, dS_V - площадка в объеме эмиттера, dS_B - эмитирующая поверхность (см. рис. 1), $\frac{j_3}{e} \Delta \mathcal{E}$ - плотность потока тепла за счет эффекта Ноттинггама, $\lambda \nabla T$ - за счет теплопроводности, $j^2 \varpi$ - джоулево тепловыделение, j - плотность тока через границу эмиссии, j - в объеме эмиттера, ϖ - удельное электросопротивление, λ - коэффициент теплопроводности, $\Delta \mathcal{E}$ - средняя энергия эмитированного электрона, отсчитанная от уровня Ферми.

Зависимости $j_3(T)$ и $\Delta \mathcal{E}(T)$ учитывались по формулам, приведенным в [5]. Аппроксимация формы эмиттера и учет объемного заряда проводились согласно [6, 7], величины ϖ , λ , c брались из работ [8-10]. В зависимости $\varpi(T)$ не учитывалось отклонение сопротивления от линейного роста в области высоких температур, связанное с несовершенством образцов.

Необходимо отметить некоторые особенности разогрева микроэмиттеров из ВТСП протекающим автоэмиссионным током. Низкая температура плавления достигается в привершинной области, поскольку температура инверсии $T_{\text{И}}$ эффекта Ноттингама 2000 К превышает температуру плавления $T_{\text{П}} \sim 1500$ К данного материала. Джоулево тепловыделение преобладает над эффектом Ноттингама при комнатных температурах и выше, вследствие более высокого (по сравнению с обычными металлами) удельного электросопротивления $\gamma, \text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

На рис. 1 представлены расчетные осциллограммы предпробойного тока. Как видно из данных осциллограмм, величина предельного тока составляет единицы mA , что согласуется с экспериментальными данными [1-3]. Отсутствие нарастания связано с большой работой выхода $\gamma, \text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и высокой $T_{\text{И}}$ в формулах для плотности тока [5], вследствие чего термодобавка к току мала.

Согласно расчетам, охлаждение до 4.2 К приводит к увеличению пробойного напряжения на несколько процентов. Таким образом, экспериментально наблюдаемое увеличение электрической прочности в 2-2.5 раза при охлаждении нельзя объяснить изменением теплофизических характеристик (α, λ, c) ВТСП или переходом в сверхпроводящее состояние. Это свидетельствует, на наш взгляд, о сильной температурной зависимости эмиссионного тока. Для определения характера эмиссии необходимо экспериментальное исследование автоэмиссионных свойств (вольт-амперных характеристик, спектров эмитированных электронов) ВТСП после кондиционирования.

Проводилось исследование эрозии материала катода в процессе взрывной эмиссии. При достижении $T_{\text{П}}$ в уравнении (1) задавался линейный рост тока, т.е. моделировалась экспериментальная осциллограмма. При некоторой критической температуре $T_{\text{кр}}$, величина которой варьировалась в пределах от 2000 до 20000 К, счита-

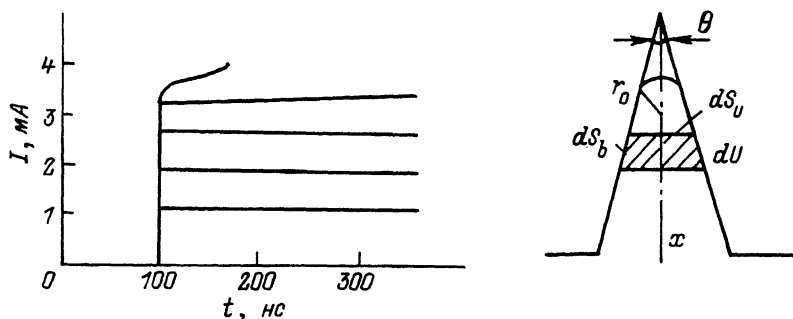
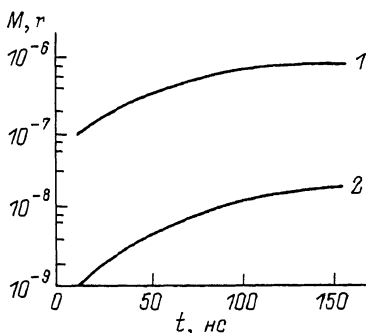


Рис. 1. Осциллограммы предпробойного тока. Радиус эмиссии $r_0 = 210$ см, угол раствора конуса $\theta = 20^\circ$.

Рис. 2. Зависимость уносимой массы от времени в процессе взрывной эмиссии для катода из Y, Ba_2, Ca_3O_{7-8} (1) и катода из Nb (2). Взрывоэмиссионный ток $I = 100$ А.



лось, что слой, которому соответствует данная температура, уносился. Изменение $T_{кр}$ слабо влияет, как показали расчеты, вследствие малой теплопроводности.

Как видно из рис. 2, унос массы для катода из ВТСП существенно выше чем для Nb, что связано с различием теплофизических характеристик данных материалов. Результаты расчета соответствуют экспериментальным данным [1-3].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что более низкие предельные токи и большая эрозия катодов из ВТСП в процессе взрывной эмиссии (по сравнению с обычными металлами) обусловлены различием их теплофизических свойств (высоким удельным электросопротивлением, меньшими теплопроводностью и теплоемкостью). Для исследования влияния температуры на эмиссионные токи необходимы дополнительные эксперименты.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1441-1444.
- [2] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Труды 1 Всесоюзного рабочего совещания по проблеме высокотемпературной сверхпроводимости. Свердловск, 1987. Т. 2. С. 248-250.
- [3] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Сер. препринтов научных докладов „Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости“ УрО АН СССР, Сыктывкар, 1988. В. 4. 24 С.
- [4] V a r e n g o l t s S.A. et al. XIII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988. V. 1. P. 28-30.
- [5] Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - Успехи физ. наук. 1983. Т. 189. В. 2. С. 265-287.
- [6] D y k e W.P., T r o l a n J.K., D o l a n W.W., V a r n e s G. // J. Appl. Phys. 1953. V. 24. N 5. P. 570-578.
- [7] Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М: Физматгиз. 1958. 272 с.

- [8] Gurvitch M., Fiory A.T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1027.
- [9] Freeman J.J. et al // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8786-8787.
- [10] Junod A. et al // Jap. J. Appl. Phys. 1987. v. 26. S. 26-3. P. 1119.

Поступило в Редакцию
12 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13 12 июля 1989 г.

02; 04; 07

КИНЕТИКА НАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ: СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ КАРС И СПОНТАННОГО СВЕЧЕНИЯ

С.М. Г л а д к о в, А.М. Ж е л т и к о в,
Н.И. К о р о т е е в, И.С. К о л е в а,
А.Б. Ф е д о т о в

1. Возможность спектроскопии возбужденных ионов в низкотемпературной плазме, в том числе лазерной, с помощью когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) была недавно продемонстрирована в экспериментальных работах [1, 2]. В них было зарегистрированы процессы КАРС, происходящие с участием возбужденных атомарных ионов азота, алюминия, индия. В настоящей статье мы приводим результаты экспериментов по КАРС на возбужденных в лазерной плазме ионах азота и алюминия. Показано, что кинетики спонтанного свечения плазмы и КАРС на тех же переходах существенно отличны: интенсивность КАРС максимальна, когда свечение плазмы уже значительно ослабло. Качественные черты этой картины воспроизведены в простой численной модели распадающейся квазиравновесной плазмы, с учетом выхода линейчатого излучения.

2. В использованной нами схеме метода КАРС резонансное возрастание интенсивности рассеянного сигнала имеет место в том случае, когда частота рассеянного сигнала $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ совпадает с частотой какой-либо линии спонтанного свечения плазмы. В нашей схеме ω_1 — излучение второй гармоники лазера на $Nd:YAG$, а ω_2 — перестраиваемое по частоте излучение лазера на растворе органического красителя. При выполнении условий такого резонанса интенсивность когерентного рассеяния на несколько порядков превосходит интенсивность спонтанного свечения плазмы (см. ниже, а так же работы [1, 3]).

3. Цель наших экспериментов состояла в исследовании спектра и кинетики антистоксова сигнала $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$, генерируемого в области оптического пробоя излучения $Nd:YAG$ лазера на поверх-