[6] Z h a n g M., Q i a n g C., D a k u n S. et. al.// Solid. State Commun. 1988. V. 65. N 6. P. 487–490.
[7] Г р и д н е в С.А., И в а н о в С.Н., Д ы б о в а О.В. Тез. докл. XXУ1 Всес. совещания по физике низких температур. Секция: Сверхпроводимость. Донецк: ДонФТИ АН УССР, 1990. С. 149–150.
[8] Д м и т р и е в В.М., Е р о п к и н В.Н., Г у р е в и ч А.М. и др. Там же. С.177–178.

Поступило в Редакцию
24 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8 26 апреля 1991 г.

04

О КРИТЕРИИ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛОСКОГО РАЗРЯДА НА ПАДАЮЩЕМ УЧАСТКЕ ВАХ

В.И. К о м о в, И.М. Р у т к е в и ч

Для электрического разряда дугового типа общепринятым условием стабилизации падающего участка стационарной ВАХ $U=U(J)$ с отрицательным дифференциальным сопротивлением $R_d=dU/dJ$ является критерий Кауфмана [1]:

$$R>|R_d|, \tag{1}$$

где R – величина балластной нагрузки. Критерий Кауфмана не учитывает тепловую инерцию разряда [2], рассматривая его как „черный ящик" с заданной статической ВАХ. В настоящей работе обращается внимание на то, что совместный учет тепловой инерции и реактивных элементов внешней цепи может приводить к критерию стабилизации, отличающемуся от (1).

Рассмотрим электрический разряд, стабилизированный плоскопараллельными стенками, расстояние между которыми $2h$ много меньше их размеров как вдоль направления электрического поля E (ось z), так и поперек (ось y). Для описания малых отклонений температуры разряда от стационарного распределения используется уравнение теплопроводности с джоулевой диссипацией:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = æ\Delta T + E^2\sigma(T). \tag{2}$$

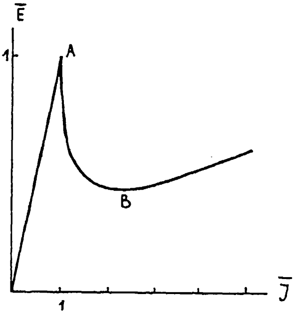

Рис. 1. ВАХ плоского разряда при $a = 10$ в безразмерных переменных $\bar{E} = Eh\left[\frac{2\varkappa}{\sigma_0}(T_* - T_W)\right]^{-1/2}$, $\bar{J} = \langle j \rangle h\left[2\sigma_0 \varkappa (T_* - T_W)\right]^{-1/2}$, где $\langle j \rangle$ – плотность тока, усредненная по координате x; T_W – температура стенок, стабилизирующих разряд.

Здесь плотность ρ, удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p и коэффициент теплопроводности $\varkappa$ считаются константами, поскольку их температурный рост является менее существенным, чем зависимость электропроводности σ от температуры.

В работе [3] были найдены стационарные решения уравнения (2) для произвольной зависимости $\sigma(T)$ и подробно исследованы для ступенчатой зависимости

$$\sigma(T) = \sigma_0 \, (T < T_*), \quad \sigma(T) = a\sigma_0 \, (T \geq T_*). \tag{3}$$

При $a > 1$ модель (3) обеспечивает существование падающего участка с отрицательными дифференциальным сопротивлением на ВАХ разряда (рис. 1). На падающем участке ВАХ пространственное распределение проводимости имеет ступенчатый характер, причем $\sigma = a\sigma_0$ при $|x| \leqslant x_* h$ и $\sigma = \sigma_0$ при $x_* h < |x| \leqslant h$. Граница высокопроводящей зоны $|x| = x_* h$ определяется рабочей точкой на ВАХ. При этом параметр x_* увеличивается от нуля в точке А до значения $x_*^B = \frac{a-1}{2a-1}$ в точке В.

Рассмотрим устойчивость разряда относительно одномерных возмущений температуры $\delta T(x,t) = \hat{T}(x,\lambda)\exp(\lambda t/\tau)$ и связанных с ними возмущений поля $\delta E(t) = \hat{E}(\lambda)\exp(\lambda t/\tau)$; где $\tau = \frac{\rho c_p h^2}{\varkappa}$ характерное время релаксации температурного возмущения. Для инкремента перегревной неустойчивости имеем дисперсионное уравнение

$$Z_i(\lambda) + Z_e(\lambda) = 0, \tag{4}$$

которое выражает собой равенство нулю суммарного импеданса разряда $Z_i(\lambda)$ и внешней нагрузки $Z_e(\lambda)$.

Функция $Z_i(\lambda)$, входящая в (4), представляет собой внутренний импеданс разряда, задающий связь между малыми повзмущениями тока и напряжения на разряде $\delta U = Z_i(\lambda)\delta J$ при их изменении по закону $\exp(\lambda t/\tau)$. Выражение для $Z_i(\lambda)$ может быть получено путем линеаризации уравнения (2) и решения соответствующей краевой задачи [4]:

$$Z_i(\lambda)=\frac{R_0\varphi_1(\lambda)}{(1+(a-1)x_*)\varphi_1(\lambda)+2b\varphi_2(\lambda)},$$

$$\varphi_1(\lambda)=\lambda ch\sqrt{\lambda}-b\sqrt{\lambda}\,ch\left(x_*\sqrt{\lambda}\right)sh\left((1-x_*)\sqrt{\lambda}\right),$$

$$\varphi_2(\lambda)=a\,sh\left(x_*\sqrt{\lambda}\right)sh\left((1-x_*)\sqrt{\lambda}\right)+ch\left(x_*\sqrt{\lambda}\right)\cdot\left(ch\left((1-x_*)\sqrt{\lambda}\right)-1\right), \qquad (5)$$

$$b=\frac{a-1}{ax_*}, \qquad R_0=\frac{l_z}{2hl_y\sigma_0}.$$

В качестве внешней цепи рассмотрим последовательно соединенные балластную нагрузку R, индуктивность L, и параллельно подключенную к ним емкость C. При этом импеданс внешней цепи будет иметь вид:

$$Z_e(\lambda)=\frac{R}{1+\lambda\frac{RC}{\tau}}+L\frac{\lambda}{\tau}. \qquad (6)$$

Уравнение (4), с учетом выражений (5) и (6), имеет счетное множество корней (дискретный спектр). В случае чисто активной нагрузки ($L=C=0$) в спектре имеется нулевое собственное значение $\lambda=0$, если $R=|R_d|$ [4], Если бы краевая задача, которая решалась для определения $Z_i(\lambda)$, была самосопряженной, как это имеет место в случае экспоненциальной зависимости $\sigma(T)\sim\sim exp(\alpha T)$[5], то граница устойчивости определялась бы условием $\lambda_1=0$. При этом критерий устойчивости совпал бы с (1). Однако для произвольной и, в частности, для ступенчатой зависимости $\sigma(T)$ критерий (1) нуждается в проверке. Детальный анализ уравнения (4) показал, что условие (1) является критерием устойчивости к одномерным возмущениям при $L=C=0$ при условии

$$\eta=\eta(x_*,a)=-\frac{\partial \ln Z_i}{\partial\lambda}\bigg|_{\lambda=0}>0. \qquad (7)$$

Неравенство (7) выполняется вдоль большей части участка AB, за исключением малой окрестности излома A. Аномальное поведение внутреннего импеданса $Z_i(\lambda)$ вблизи значения $x_*=0$ обусловлено наличием разрыва у зависимости $\sigma(T)$ при $T=T_*$. Сглаживание этого разрыва может привести к исчезновению узкой области, где $\eta<0$, так как при этом излом на ВАХ исчезнет, а величина R_d на падающем участке будет ограниченной. Поэтому в дальнейшем рассматривается основная часть падающего участка, на которой $\eta>0$, и условие стабилизации разряда при $C=L=0$ имеет вид (1).

Наибольший интерес представляет анализ устойчивости падающего участка ВАХ при $C\neq0$, который в условиях краевой задачи ранее не проводился. При фиксированной рабочей точке на ВАХ устойчивость разряда определяется тремя безразмерными парамет-

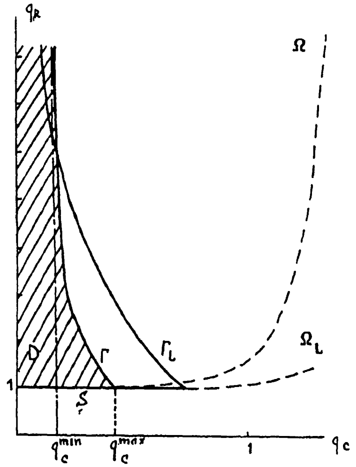

Рис. 2. Область устойчивости D плоского разряда (заштрихована) при $a = 10$, $x_* = 0.3$. Кривые Γ, Ω и Γ_L, Ω_L построены при $q_L = 0$ и $q_L = 0.3$ соответственно.

рами $q_R = \frac{R}{|R_d|}$, $q_c = \frac{C|R_d|}{\tau}$ и $q_L = \frac{L}{|R_d|\tau}$. На плоскости параметров q_c и q_R область устойчивости D ограничена отрезком прямой $S = \{q_R = 1,\ 0 \leq q_c \leq q_c^{max} = q_L + \eta\}$, вдоль которого $\lambda = 0$, а сверху – нейтральной кривой Г, вдоль которой $Re\lambda = 0$, но $Im\lambda \neq 0$ (рис. 2). Кривая Г имеет вертикальную асимптоту $q_c = q_c^{min}(q_L, \bar{J}, a)$. Вне области D разряд неустойчив, причем возникающая неустойчивость является апериодической в области ниже пунктирной кривой Ω, показанной на рис. 2, и колебательной – в области, ограниченной кривыми Γ и Ω.

Таким образом, при наличии во внешней цепи емкости С разряд устойчив при любых $R > |R_d|$ только при достаточно малой величине $q_c \leq q_c^{min}$. Если емкость достаточно велика, то никакой выбор балластной нагрузки не позволит стабилизировать разряд. Наконец, если q_c лежит в интервале (q_c^{min}, q_c^{max}), то условие (1) обеспечивает подавление неустойчивости до тех пор, пока точка с координатами (q_c, q_R) не окажется на границе области Г. Если стабилизировать разряд за счет выбора управляющих параметров в области D при $q_c > q_c^{min}$ а затем плавно увеличивать балластное сопротивление R, то при переходе через кривую Г можно возбудить колебательную неустойчивость. Нелинейная стадия такой неустойчивости может проявляться в виде автоколебаний высокопроводящего плазменного канала, аналогичных динамической контракции, наблюдавшейся в тлеющих разрядах [6].

Список литературы

[1] Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961. 370 с.
[2] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 168 с.
[3] Руткевич И.М., Синкевич О.А. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 1. С. 27–39.

[4] Артемов В.И., Руткевич И.М., Синкевич О.А. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1126-1136.
[5] Комов В.И., Руткевич И.М. XI Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, Новосибирск, Тез. докл. 1989. Т. 1. С. 216-217.
[6] Липатов Н.И., Минеев А.П., Мышенков В.И., Пашинин П.П., Прохоров А.М. Газовый разряд и волноводные молекулярные лазеры. Труды ИОФАН, Т. 17, М.: Наука, 1989. С. 3-52.

Поступило в Редакцию
7 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8 26 апреля 1991 г.

05

ЗАМЕДЛЕНИЕ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФФУЗИИ ^{63}Ni В α-Fe В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В. Покоев, Д.И. Степанов,
И.С. Трофимов, В.М. Миронов

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию влияния магнитных полей на диффузионные процессы в твердых телах [1, 2]. Хорошо известно, что диффузионная проницаемость границ зерен поликристалла может оказывать решающее влияние на его свойства, например, прочность, пластичность и др. [3], а сама зернограничная диффузия является весьма эффективным инструментом в исследовании строения границ зерен [4]. Данные о влиянии магнитных полей на диффузионную подвижность атомов по границам зерен в литературе отсутствуют. В то же время изучение зернограничной диффузии в условиях наложения внешнего магнитного поля может способствовать пониманию механизмов диффузии и выявлению новых возможностей практического использования диффузионных процессов.

В настоящей работе методом остаточной активности Грузина [5] впервые обнаружено влияние постоянного магнитного поля (ПМП) на зернограничную диффузию ^{63}Ni в α-железе.

На отполированные торцевые поверхности цилиндрических образцов из армко-железа, отожженных предварительно в вакууме с целью получения крупного и равноосного зерна ($\sim$ 3 мм), электролитически наносился слой изотопа ^{63}Ni толщиной $\sim$ 0.05 мкм. Приготовленные таким образом образцы отжигались в вакууме при