

преломления N_{\perp} (или волновые числа k_{\perp}) волны. Эволюция спектров нейтралей перезарядки при изменении $P_{ВЧ}$ и n_e отражает эволюцию спектров волновых чисел k_{\perp} волн, участвующих в генерации ионов. Характер наблюдаемых зависимостей спектров от $P_{ВЧ}$ и n_e типичен для параметрических неустойчивостей, поскольку наименьшие пороги имеют место при больших k и увеличиваются при уменьшении k ; в НГ диапазоне частот аналогичной является зависимость порога и от концентрации [3]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что поглощение волны и генерация ионов связаны с каким-то параметрическим процессом, например с распадом КЛВ на КЛВ меньшей частоты и квазимоду [3].

Следует отметить, что наблюдавшийся в нашем эксперименте способ формирования функции распределения генерируемых ионов противоположен описанному в докладе [4]: на токе $Wega$ для появления генерации ионов меньших энергий требовалось увеличение плотности плазмы.

Выводы

1. Поглощение волн НГ диапазона и генерация ионов не связаны с существованием точки линейной трансформации $n_{ЛН}$, а происходят при $n^* \leq 0.5n_{ЛН}$. При этом условия наиболее легко развиваются параметрические неустойчивости. Об этом свидетельствуют особенности формирования спектров генерируемых ионов.

2. Функция распределения генерируемых ионов зависит от концентрации плазмы и от ВЧ мощности. Можно сформировать функцию распределения ионов, обрезанную по энергиям сверху, причем ионы генерируются в центральной части плазменного шнура. В этом случае эффективный нагрев основной массы ионов обеспечивается «хвостовыми» ионами умеренных энергий, а отсутствие высокоэнергичных ионов существенно уменьшает энергетические потери.

Список литературы

- [1] Голант В. Е., Федоров В. И. Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М.: Энергоатомиздат, 1986. 200 с.
 [2] Будников В. Н., Герасименко Г. В., Дьяченко В. В. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 2. С. 485—492.
 [3] Porkolab M. // Phys. Fluids. 1974. Vol. 17. P. 1432—1442. Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. P. 2058—2075.
 [4] Gormezano C., Blanc P., El Shaer M. et al. // Proc. of the 3rd Grenoble-Varena Intern. Symp. «Heating in Toroidal Plasmas». Grenoble, 1982. Vol. 2. P. 439—453.

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

Поступило в Редакцию
27 сентября 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ КЕРАМИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ($R=Y, \text{Ho}, \text{Er}$)

С. Н. Смирнов

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей микроволнового поглощения $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ керамических образцов в магнитном поле в условиях наличия сверхпроводимости (СП).

Образцы приготавливались по стандартной методике. Рентгеноструктурный анализ показал хорошую их однофазность со структурой искаженного перовскита. Критическая температура по резистивным измерениям была близка к 92 К.

Измерения микроволнового поглощения производились на ЭПР спектрометре ER-200Д «Bruker» с резонатором X-диапазона (9.2 ГГц), а также самодельным коаксиальным четверть-волновым резонатором L-диапазона (1.3 ГГц). Все измерения производились в сосуде дьюара при 77 К.

При помещении керамического образца в резонатор происходит сильное падение добротности, которая частично восстанавливается при уменьшении температуры ниже критической T_c , однако начинает зависеть от внешнего магнитного поля. Как видно из рис. 1, это уменьшение добротности (увеличение поглощения) сначала происходит резко (до полей около 100 Гс), а затем более плавно. Назовем это низкополевым сигналом (НПС).

Специальные тесты показали, что зависящее от поля поглощение для обеих СВЧ частот максимально в пучности магнитной (H_1), а не электрической (E_1) составляющей микроволнового поля, что свидетельствует о преимущественной связи поглощения с потерями на пере-

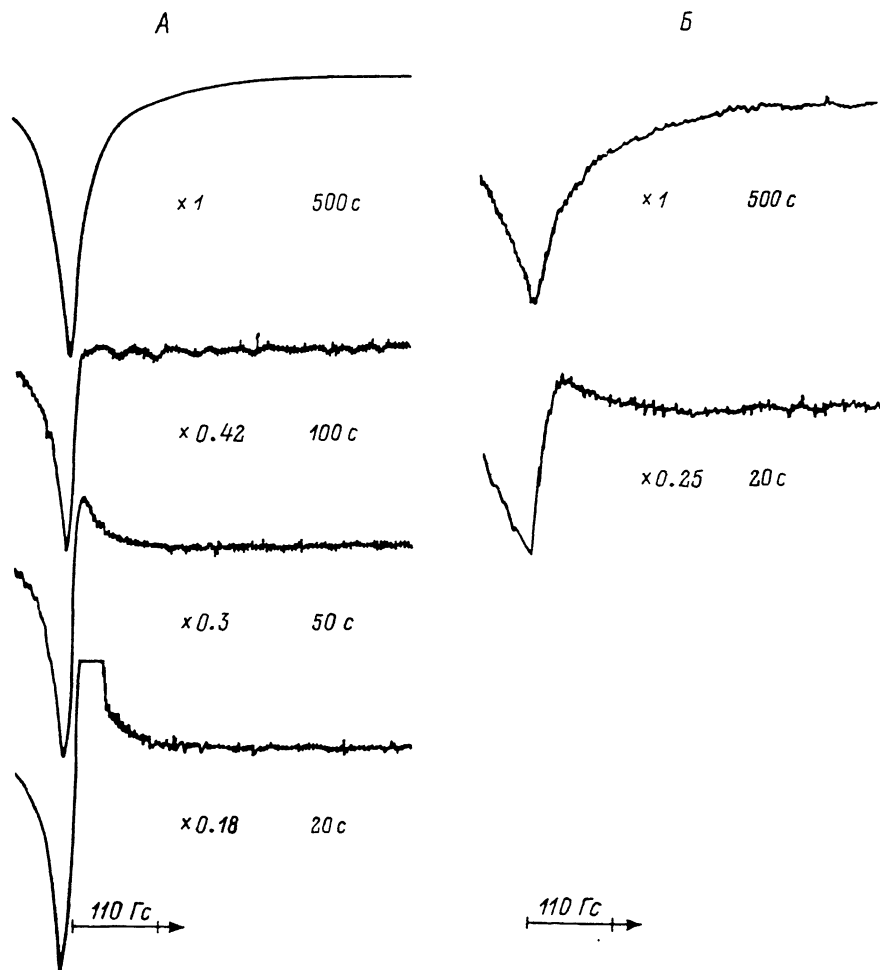


Рис. 1. Зависимость от магнитного поля отраженной СВЧ мощности для двух образцов разной плотности.

А — $\rho \sim 4.5$, Б — ~ 6 г/см³. Указаны коэффициенты усиления и времена сканирования всей развертки поля от 75 до 475 Гс. $P=0.2$ мВт, $T=77$ К.

магничивание. Для резонатора на 1.3 кГц, который наиболее удобен для подобных тестов, величина НПС в пучности E_1 как минимум на два порядка меньше, чем в пучности H_1 . С этим же резонатором было показано, что величина НПС не зависит от взаимной ориентации микроволнового H_1 и постоянного магнитных полей на образце.

Более чувствительным и традиционным способом регистрации НПС является обычная методика ЭПР спектроскопии — использование синхронного детектирования с модуляцией магнитного поля [1-8]. На рис. 2 показана зависимость интенсивности производной поглощения, записанной при синхронном детектировании. Форма НПС не зависит от частоты модуляции в исследованном диапазоне 12.5—100 кГц, однако зависит от амплитуды модуляции поля H_m , мощности микроволнового поля ($P \propto H_1^2$) и скорости сканирования поля dH_0/dt . Если амплитуды полей H_m и H_1 достаточно малы, то НПС асимметричен и при изменении направления сканирования поля трансформируется в инвертированную относительно центра

линию. При этом интенсивность НПС и его форма, как видно из рис. 2, зависят от скорости сканирования поля, что коррелирует с безмодуляционными измерениями (рис. 1). Если же амплитуда хотя бы одного из переменных полей (H_M или H_1) превышает некоторое критическое поле $H_{кр}$, то линия НПС является равновесной, т. е. симметричной, обратимой и независящей от скорости сканирования поля. Для разных образцов $H_{кр}$ варьируется в диапазоне 10^{-3} — $3 \cdot 10^{-1}$ Э, но для керамических образцов обычно намного меньше ширины НПС, которая тоже зависит от образца и варьируется: $H_{макс} = 2$ — 10 Э ($H_{макс}$ — положение максимума производной). В случае равновесного НПС его интенсивность линейно растет с увеличением амплитуд полей как H_M , так и H_1 . В неравновесных условиях эта зависимость нарушается.

Ранее [4-7] уже отмечалась трансформация НПС при изменении H_M (но не H_1), однако причина подобных изменений, равно как и механизм поглощения, не была до конца понята

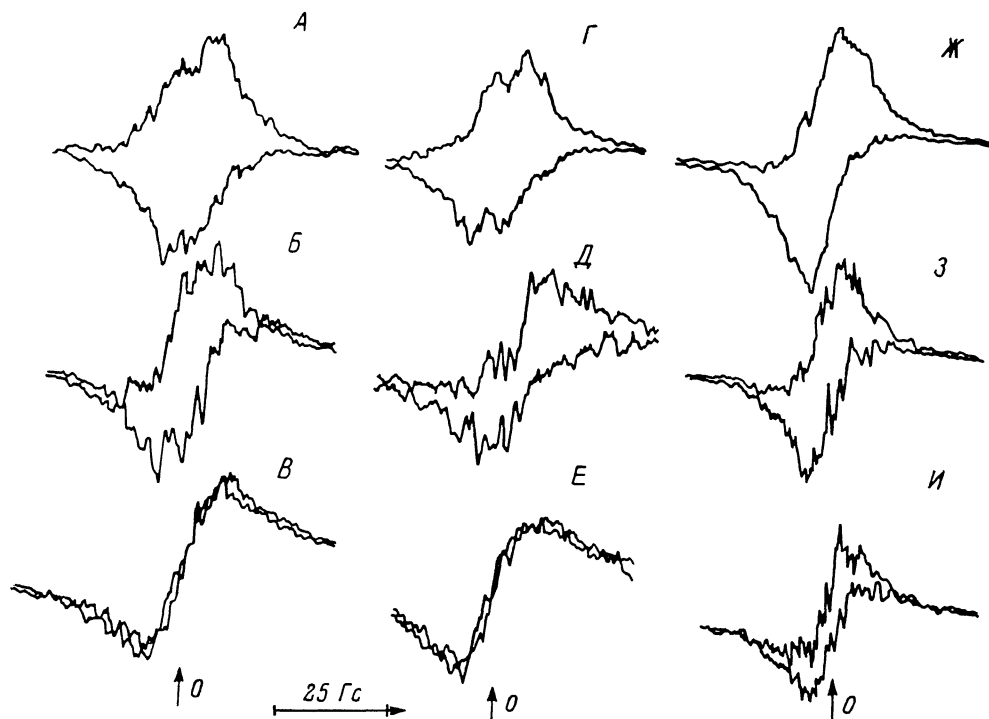


Рис. 2. Изменение формы НПС при синхронном детектировании для керамического образца при $T=77$ К.

А—В: $dH_0/dt=20$ Э/с, $P=31$ мкВт, $2H_M=1.25 \cdot 10^{-2}/5 \cdot 10^4$, $0.05/4 \cdot 10^4$, $0.2/1.6 \cdot 10^4$ Э/усил. соответственно; Г—Е: $dH_0/dt=20$ Э/с, $2H_M=1.25 \cdot 10^2$ Э, $P=0.31$ — $5 \cdot 10^4$ (Г, Д), 3.1 — $3.2 \cdot 10^4$ мВт/усил. (Е); Ж—И: $2H_M=1.25 \cdot 10^{-2}$ Э, $P=200$ мкВт, $dH_0/dt=20/2.5 \cdot 10^2$, $2/2.5 \cdot 10^2$, $4 \cdot 10^{-4}/5 \cdot 10^2$ Э/с/усил.

Для объяснения наблюдаемых явлений необходимо отметить, что керамические ВТСП состоят из контактирующих друг с другом хаотически расположенных монокристаллических гранул. Получающаяся в этом случае разветвленная сеть джозефсоновских контактов приводит к проявлению спин-стекловых свойств в поликристаллических ВТСП [9, 10].

Как известно из теории джозефсоновских контактов [11], их намагниченность в общем случае необратима даже в полях, меньших первого критического H_{c1} для объемного сверхпроводника. Для СИ контура с одной слабой связью его кривая намагниченности имеет две ветви (для увеличения и уменьшения поля), сдвинутые относительно друг друга на величину

$$2H_{кр} = \frac{\Phi_0}{S} (\beta - 1),$$

$$\beta = J_c L / 2\Phi_0, \quad (1)$$

где $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² — квант потока, S и L — плотность и индуктивность контура, J_c — критический ток контакта.

Величина $H_{кр}$ уменьшается при увеличении поля ввиду зависимости J_c от H_0 . При наложении дополнительного переменного поля с амплитудой $H_M > H_{кр}$ за период изменения поля

намагниченности контура переходит с одной ветви на другую и обратно, оставаясь в среднем около равновесного значения и являясь поэтому обратимой. Переменное поле в этом случае совершает работу на перемагничивание контура. В случае $H_1 > H_{кр}$ эту работу целиком совершает микроволновое поле, что приводит к его поглощению (джозефсоновскому поглощению). Для керамического ВТСП, состоящего из большого числа джозефсоновских контактов, под этими условиями необходимо понимать превышение H_1 над максимальным $H_{кр}$. В этих условиях НПС обусловлен джозефсоновским поглощением и является обратимым. Поскольку, как уже было сказано, $H_{кр}$ уменьшается при увеличении поля, то при достаточно больших H_0 вклад от джозефсоновского поглощения в общий сигнал всегда есть, даже при самых малых H_1 . Это подтверждается обратимостью кривой поглощения при достаточно больших H_0 (но не превышающих H_{c1}) (рис. 2).

В случае $H_{н1}, H_1 < H_{кр}$ часть контактов переменные поля не в состоянии перемагнитить. Поэтому поглощение микроволнового поля для них происходит лишь на первом периоде и в дальнейшем (при неизменном H_0) это поглощение в стационарном пределе отсутствует. Однако при достаточно большой скорости сканирования поля dH_0/dt реализуются условия для регистрации этого нестационарного поглощения. Нестационарное поглощение, естественно, возрастает по мере увеличения скорости сканирования поля (рис. 1, 2), однако оно имеет иную форму. Поскольку это поглощение пропорционально плотности состояний с разной величиной потока в контуре, то оно минимально для участка размагничивания. Максимумы производной стационарного поглощения и нестационарного для участка намагничивания совпадают и соответствуют точке с максимальной плотностью состояний. Это происходит в точке резкого падения критического тока за счет проникновения первого вихря внутрь слабой связи [11]. Поэтому

$$H_{макс} \approx H_{сж} = \frac{2\Phi_0}{\pi^2 \lambda_J (d + 2\lambda)} = \left(\frac{16\Phi_0 J_c}{\pi^2 c (d + 2\lambda)} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где
$$\lambda_J = \left(\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 J_c (d + 2\lambda)} \right)^{1/2}$$

— глубина проникновения поля внутрь слабой связи, d — ее толщина, λ — лондоновская глубина проникновения.

По мере уменьшения скорости сканирования нестационарное поглощение уменьшается и в пределе $dH_0/dt \rightarrow 0$ наблюдается только остаточное джозефсоновское поглощение. При этом степень асимметрии НПС, т. е. его отличие от равновесного, уменьшается. Это уменьшение асимметрии хорошо описывается логарифмической зависимостью от времени детектирования сигнала (обратной скорости сканирования поля). Подобная зависимость характерна для крипа потока в СП сверхпроводящих системах [9, 10], что еще раз подтверждает вывод о связи нестационарного поглощения с неравновесной намагниченностью керамического ВТСП.

В вышеизложенном рассмотрении принципиальным было предположение о малости полей, не превышающих первого критического поля отдельных гранул H_{c1} . В случае, когда это не выполняется, форма и интенсивность НПС начинают зависеть от магнитной предыстории. Максимум производной поглощения (как при увеличении, так и при уменьшении поля) сдвигается в сторону больших полей при увеличении поля циклирования $H_{цик}$, т. е. максимально достигаемого поля (рис. 3). Это свидетельствует о сильном пиннинге потока в отдельных гранулах. Из зависимости сдвига максимума производной от $H_{цик}$ может быть определено H_{c1} для гранул [12].

При уменьшении размеров образца интенсивность НПС уменьшается (приблизительно пропорционально его площади), однако для очень маленьких образцов на линии НПС наблюдаются воспроизводимые осцилляции, иногда строго периодические. Этот эффект наиболее ярок при измельчении до размеров в несколько микрон. На рис. 3 кривая *A* соответствует цельному кусочку, а кривая *B* — порошку, полученному при его измельчении в агатовой ступке. Интенсивность НПС при сильном измельчении (как видно из рис. 3) сильно падает и имеет ярко выраженный осциллирующий характер. В зависимости от реализации при замораживании (порошок замораживался в ампуле с гексаном) характер периодичности разный, но для одной реализации воспроизводим. В некоторых случаях наблюдаются до 10 периодов с величиной периода от 0.5 до 5 Гс. По-видимому, это связано с дискретностью проникновения потока в отдельные кристаллики через слабую связь. Из периода осцилляций можно оценить размеры частиц $r \sim 1-3$ мкм, что близко к оценкам по оптическим измерениям. Уменьшение НПС при измельчении вызвано уменьшением числа контуров со слабыми связями. Меньшее число контуров со слабыми связями является также причиной меньшей интенсивности НПС в монокристаллах.

При измельчении более ярко проявляется другой вид гистерезиса, который наблюдается также и для крупных образцов [8, 13] — изменение величины сигнала при изменении направления сканирования поля. Этот гистерезис может быть обусловлен как наличием поверхностного барьера для движения абрикосовских вихрей через границу сверхпроводника, так и с вязким течением вихрей в объеме СП II рода. В первом случае этот гистерезис должен пропадать при достижении поля перегрева, совпадающего с термодинамическим полем H_c , а во втором — при переходе через второе критическое поле H_{c2} .

Необходимо отметить, что микроволновое поглощение происходит лишь в поверхностном слое толщиной порядка глубины скин-слоя. В соответствии с этим интенсивность НПС увеличивается при переходе от 9.2 к 1.3 ГГц. Однако отношение интенсивностей НПС (~ 5),

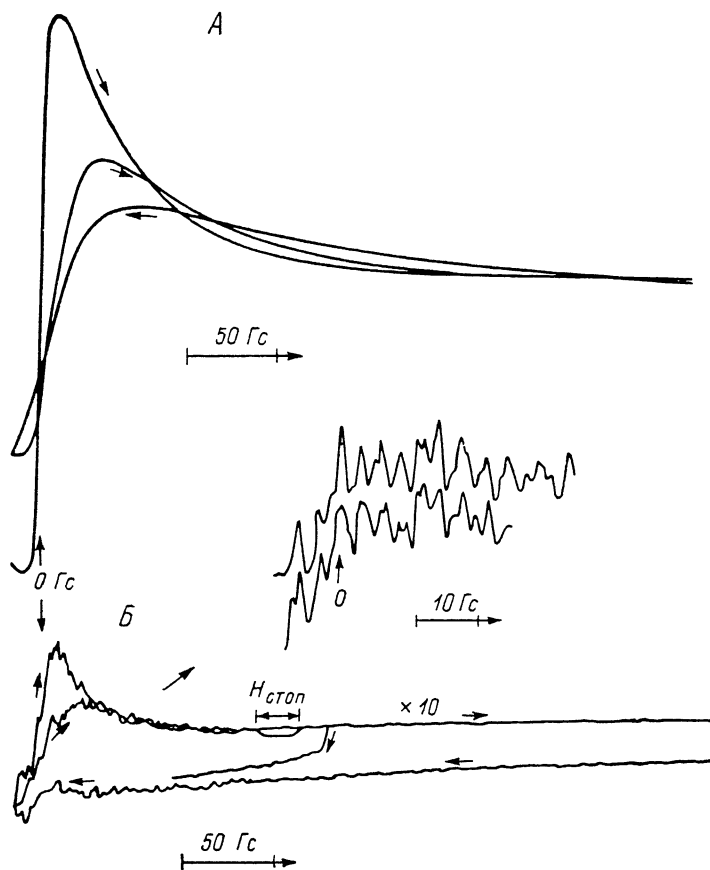


Рис. 3. Вид НПС при синхронном детектировании для керамического образца в виде цельного кусочка (А) и измельченного до порошка (Б) одинакового веса.

Наиболее резкая кривая — первое прохождение. Стрелками указаны направления сканирования поля. Интервал $H_{\text{стоп}}$ соответствует остановке сканирования поля. $2H_m = 1.25$ Э, $P = 3.9$ мВт, $T = 77$ К.

нормированное по сигналу ЭПР стабильного радикала, превышает квадратный корень из отношения частот (≈ 2.7) и, по-видимому, может быть связано с наблюдавшимся увеличением поглощения в ВТСП в области частот около 1 ГГц [14].

В заключение подчеркнем, что микроволновое поглощение в керамических $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ соединениях связано в основном с перемангничиванием. В области малых полей это обусловлено наличием джозефсоновских контактов и проявляется как в виде стационарного джозефсоновского поглощения при больших амплитудах микроволнового поля, так и нестационарного поглощения при малых амплитудах переменных полей, интенсивность которого логарифмически возрастает при увеличении скорости сканирования поля. В области больших полей вклад в поглощение (зависящее от поля) вносят как джозефсоновский механизм, так и поглощение, обусловленное движением вихрей через границу сверхпроводника и их вязким течением внутри отдельных гранул.

Автор благодарит А. Г. Клименко, О. А. Анисимова, Ю. Д. Черноусова за полезные обсуждения, П. П. Безверхого, А. Г. Клименко и Э. В. Матизина за предоставление образцов.

- [1] *Stankowski J., Kahol P. K., Dalal N. S., Moodera J. S.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 13. P. 7126—7128.
- [2] *Blazey K. W., Muller K. A., Bednorz J. G. et al.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 13. P. 7241—7243.
- [3] *Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 48. Вып. 7. С. 289—292.
- [4] *Dulcic A., Leontic B., Peric M., Rakvin B.* // Europhys. Lett. 1987. Vol. 4. N 12. P. 1403—1407.
- [5] *Blazey K. W., Portis A. M., Bednorz J. G.* // Sol. State Comm. 1988. Vol. 65. N 10. P. 1153—1156.
- [6] *Khachatryan K., Weber E. R., Tejedor P. et al* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 16. P. 8309—8314.
- [7] *Glarum S. H., Marshall J. H., Schneemeyer L. F.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 37. N 13. P. 7491—7495.
- [8] *Власенко Л. С., Семенченко М. Г., Степанов Ю. П.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 23. С. 1435—1439.
- [9] *Muller K. A., Takashige M., Bednorz J. G.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 9. P. 1143—1146.
- [10] *Drumheller J. E., Rubenacker G. V. et al.* // Sol. State Comm. 1987. Vol. 64. N 4. P. 509—511.
- [11] *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.
- [12] *Смирнов С. Н.* // Сверхпроводимость. Сер. физ., хим., техн. 1989. Т. 2. № 5. С. 11—24.
- [13] *Ципин А. И.* // ДАН СССР. 1987. Т. 295. № 5. С. 1112—1113.
- [14] *Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. и др.* // ФММ. 1987. Т. 64. № 4. С. 742—746.

Институт химической кинетики и горения
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
5 мая 1988 г.
В окончательной редакции
22 февраля 1989 г.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПАДА СИЛЬНО ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ

А. И. Григорьев, С. О. Ширяева

В целом ряде физических и технических приложений, от жидкометаллических источников ионов и ионных коллоидных реактивных двигателей до масс-спектрометрии жидкостей, теории катодных пятен и грозового электричества, приходится сталкиваться с неустойчивостью заряженной жидкой поверхности. Первые и, пожалуй, наиболее ясные, строгие результаты в этой области принадлежат Рэлею, который более века назад рассчитал критические условия неустойчивости заряженной изолированной сферической капли [1]. В связи с многочисленными приложениями предсказанного эффекта попытки экспериментальной проверки полученного в [1] критерия неустойчивости предпринимались неоднократно и продолжают до настоящего времени (см., например, [2⁻⁵]). Во всех упомянутых работах справедливость критерия неустойчивости была надежно подтверждена, кроме того, выяснилось [4], что при неустойчивости капля теряет 23 ± 5 % своего исходного заряда и 0.5 ± 0.5 % массы. Что же касается размеров, зарядов и количества мелких капелек, выбрасываемых при неустойчивости, вопроса, представляющего наибольший интерес для приложений, то тут надежные экспериментальные данные отсутствуют. В этой связи в последние годы предпринято несколько попыток теоретического расчета параметров распада из принципа минимума энергии конечного состояния системы [6⁻⁸], закончившихся, однако, неудачей, поскольку авторы указанных работ 1) принимали, что все эмиттированные капельки тождественны; 2) пренебрегали энергией их электростатического взаимодействия в конечном состоянии; 3) количество эмиттированных капелек брали в качестве независимого термодинамического параметра наравне с радиусом капли. В реальности же при расчете, как показано в [9], необходимо учитывать, что процесс перехода неустойчивой капли в устойчивое состояние является неравновесным, и следует проводить минимизацию не конечного состояния, но