

Во время прохождения импульса тока создается собственное магнитное поле, которое осуществляет переход из сверхпроводящего состояния с остаточной магнитной индукцией ($B_z \neq 0$) в нормальное. Если резистивное состояние зарождается локально, то при скорости распространения нормальной фазы $1-10$ м/с [6] и характерном размере образца $L \approx 10^{-3}-10^{-4}$ м время перехода всего объема металла в нормальное состояние $t \leq 10^{-3}$ с, что и определяет длительность электрического импульса.

Прохождение электрического тока через металл в резистивном состоянии приводит к выделению джоулева тепла практически в адиабатическом режиме и нагреву до $T > T_{кр}, T_k$ ($T_{кр}$ — температура криостата). Степень и длительность нагрева не должны приводить к миграции или перераспределению сформировавшихся деформационных дефектов.

После спада электрического тока $j < j_k$ образец остается еще в нормальном состоянии ($T > T_k$) из-за того, что время понижения температуры до $T < T_k$ $t_c > \tau$. Если оценить $t_c \sim L^2/a$ (L — характерный размер образца, $a = \lambda/c_p \rho$ — температуропроводность), используя значения для сплава Рb—2 ат. % In при 10 К [7] коэффициента теплопроводности $\lambda = 1-10$ Вт/м·К, удельной теплоемкости $c_p = 10$ Дж/кг·К, плотности $\rho = 11.3 \cdot 10^3$ кг/м³, то получим время охлаждения до $T \approx T_k$ $t_c \approx 10^{-1}-10^{-2}$ с, что предотвращает захват магнитного потока электрического тока при охлаждении образца. Полноту размагничивания объекта контролировали двумя способами: выходом кривой $\sigma(\epsilon)$ на уровень нагружения в сверхпроводящем состоянии, а также по кривой намагничивания, снятой сразу же после прохождения импульса тока.

Предложенный способ размагничивания металла-сверхпроводника может быть использован не только при механических испытаниях, но и в других физических экспериментах.

Список литературы

- [1] Кембелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М.: Мир, 1975. 332 с.
- [2] Доценко В. И., Пустовалов В. В., Сиренко В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 1. С. 100—110.
- [3] Винников Л. Я., Жариков О. В., Копецкий Ч. В., Москвин С. И. // ФНТ. 1977. Т. 3. Вып. 7. С. 841—849.
- [4] Лебедев В. П., Воинов В. П. // ПТЭ. 1975. № 4. С. 88—89.
- [5] Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В. В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Metallurgy, 1975. 327 с.
- [6] Posada E., Rinderer L. // J. Low Temp. Phys. 1975. Vol. 21. N 3/4. P. 223—241.
- [7] Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М. П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 431 с.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
22 октября 1990 г.

МОДУЛЯЦИЯ РАЗРЯДНОГО ТОКА ЗВУКОМ

Г. А. Галечян, Р. Г. Диванян

Распространение акустической волны вдоль положительного столба газовой разряда может вызвать его расслоение. В работе [1] рассматривается теоретическая модель такого явления. Экспериментально расслоение разряда звуком получено в [2]. В ней приведены фотографии однородного в продольном направлении разряда в отсутствие акустической волны и расслоенного плазменного столба при наличии стоячей волны. Механизм такого явления заключается в том, что звуковая волна, распространяясь вдоль разряда, вызывает образова-

ние уплотненных и разреженных слоев газа. Отношение электрического поля к плотности газа E/N в разреженных слоях плазмы больше, чем в уплотненных. Зависимость экспоненциальной частоты ионизации газа в плазме от параметра E/N приводит к тому, что концентрация электронов в разреженных слоях оказывается значительно выше, чем в уплотненных. Кроме того, в работе получено, что расслоение разряда звуковыми волнами происходит в случае, когда частота ионизации больше частоты акустической волны. Расслоение положительного столба должно сопровождаться модуляцией разрядного тока звуком.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования модуляции разрядного тока звуковыми волнами, направленными вдоль положительного столба газового разряда. Показано, что при постоянном значении разрядного тока и частоте звуковой волны увеличение давления газа в трубке приводит к возрастанию глубины модуляции тока; в то же самое время при постоянном давлении газа в трубке увеличение разрядного тока вызывает повышение переменной составляющей тока, но уменьшение глубины модуляции общего тока.

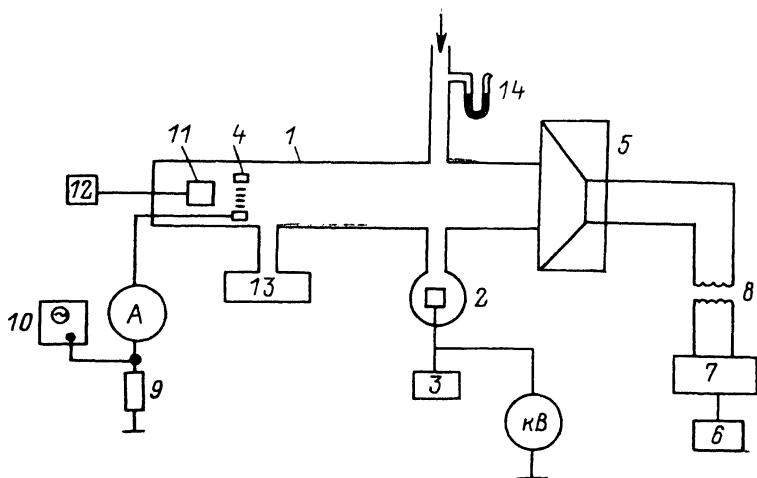


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Экспериментальные исследования выполнялись на стенде, схема которого приведена на рис. 1. Плазма создавалась в разрядной трубке 1 с внутренним диаметром 40 мм и длиной 66 см. Расстояние между цилиндрическим анодом 2, на который подавалось высокое напряжение от источника постоянного тока 3, и заземленным сеточным катодом 4 равно 45 см. Излучатель звуковых волн 5 в герметической камере был прикреплен к одному из торцов трубки. Питание излучателя производилось генератором электрических синусоидальных колебаний 6 через усилитель 7 и разделительный трансформатор 8. Определение величины модуляции разрядного тока звуковыми волнами производилось осциллографированием (осциллограф 10) разности электрического напряжения, образуемого на измерительном сопротивлении 9, включенного в цепь разряда, при прохождении по нему тока. Интенсивность звуковой волны, образованной в разряде, контролировалась при помощи микрофона 11, установленного внутри трубки, и анализатора спектра в реальном масштабе времени «Роботрон 01012» 12. Разрядная трубка откачивалась насосом 13 до давления 10^{-2} мм рт. ст. и затем наполнялась исследуемым газом до рабочего давления, величина которого измерялась U-образным ртутным манометром 14.

На рис. 2 приведены зависимости переменной составляющей тока, образованной под влиянием звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, от значения постоянного разрядного тока при частоте звука 240 Гц при различных давлениях аргона в трубке. При 240 Гц в трубке реализуются резонансные условия, т. е. длина трубки равна половине длины волны. Частота

колебаний тока равна частоте звука, что и свидетельствует о том, что они вызваны акустическими волнами. Из рис. 2 следует, что при постоянной интенсивности звука и давлении газа в трубке увеличение разрядного тока I_p приводит к повышению переменной составляющей электрического тока. Интенсивность звука при этих условиях соответствовала 70 дБ. При постоянном значении разрядного тока I_p повышение давления аргона в трубке вызывает возрастание переменного тока I_{\sim} . Важной характеристикой является зависимость отношения переменной составляющей тока I_{\sim} к общему разрядному току I_{\sim}/I_p от величины тока и давления газа. На рис. 3 представлены эти зависимости, видно, что отношение I_{\sim}/I_p уменьшается с увеличением I_p . Причем эти зависимости становятся более крутыми с повышением давления газа в трубке.

Проанализируем зависимость глубины модуляции разрядного тока от давления аргона в трубке при частоте звука 240 Гц. Для этого обратимся к рис. 4, из которого следует, что глубина модуляции разрядного тока, вызванная звуковыми волнами, увеличивается с повышением давления газа. Это связано с тем обстоятельством, что при одном и том же уровне излучения звуковых волн излучателем с повышением давления газа интенсивность звука в трубке увеличивается.

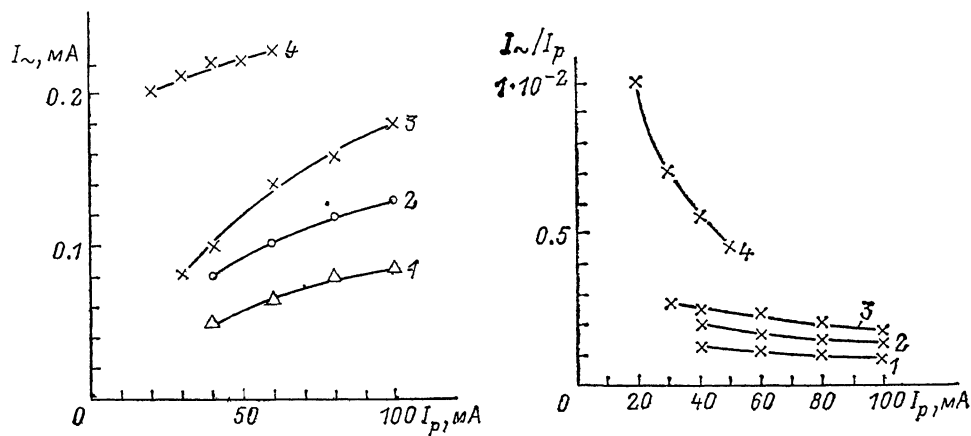


Рис. 2. Зависимость переменной составляющей разрядного тока от полного разрядного тока при интенсивности звука частотой 240 Гц—70 дБ и различных значениях давления газа в трубке.

Давление аргона, мм рт. ст.: 1 — 22, 2 — 40, 3 — 50, 4 — 85.

Рис. 3. Зависимости отношения переменной составляющей тока к полному разрядному току от разрядного тока при частоте звука 240 Гц и интенсивности 70 дБ.

1—4 — то же, что и на рис. 2.

Рассмотрим зависимость величины переменной составляющей тока от частоты звуковых волн при постоянных значениях давления аргона в трубке 80 мм рт. ст., разрядном токе $I_p = 40$ мА и разности электрического напряжения на входе электродинамического излучателя звука, которая представлена на рис. 5. Этот график фактически совпадает с амплитудно-частотной характеристикой акустического резонатора разрядной трубки. Аналогичная амплитудно-частотная характеристика приведена в работе [3]. Наибольшее значение переменного тока устанавливается при частоте 240 Гц. Увеличение частоты выше 240 Гц или уменьшение приводит к снижению интенсивности звука в трубке и соответственно к уменьшению величины переменной составляющей разрядного тока. Это и подтверждает, что детектируемый переменный сигнал с сопротивления включенного в электрическую цепь разряда вызван звуковыми волнами, введенными в трубку снаружи.

В заключение отметим, что при всех давлениях газа и разрядных токах, рассматриваемых в данной работе, положительный столб газового разряда был расслоен звуковыми волнами. При давлении аргона 22 мм рт. ст. видимая гра-

длина плазменного газового разряда была несколько меньше внутреннего диаметра трубки и соответствовала 3 см (слабая контракция). По мере увеличения давления газа в трубке диаметр разряда сжимался и при 85 мм рт. ст. был равен ~ 1.5 см. При интенсивности звука 65 дБ наступало расслоение газового разряда, а при интенсивности больше 70 дБ плазменный столб начинал осциллировать в трубке под влиянием звуковых колебаний, что несколько затрудняло выполнение измерений, хотя величина переменной составляющей тока при этом была больше. Измерения выполнялись при ~ 70 дБ, когда осцилляции положительного столба были незначительны.

Рассмотрим механизмы, приводящие к модуляции тока звуковой волной в газовом разряде атомарного газа. При прохождении звука вдоль положительного столба происходит пространственная и временная модуляция температуры и плотности газа, в результате чего наступает модуляция разрядного тока. А учет того обстоятельства, что модуляция температуры и плотности газа в плазме звуком приводит к модуляции параметра E/N и частота ионизации

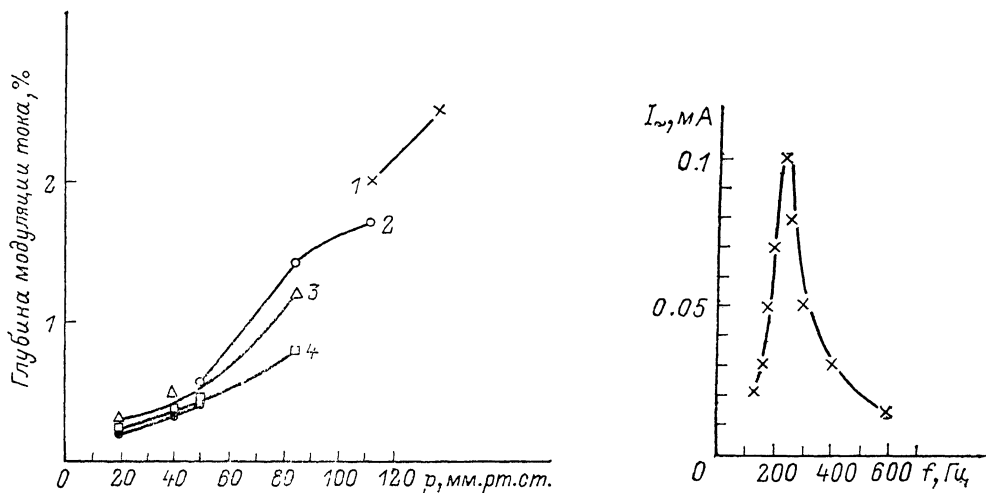


Рис. 4. Зависимость глубины модуляции тока от давления аргона в трубке при частоте звука 240 Гц и интенсивности 70 дБ.

1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80 мА.

Рис. 5. Зависимости переменной составляющей разрядного тока от частоты звука при давлении аргона в трубке 80 мм рт. ст., разрядном токе 40 мА и интенсивности звуковой волны 70 дБ.

связана с E/N экспоненциальной зависимостью, вызывает увеличение первоначальной глубины модуляции тока. Кроме того, следует отметить, что под влиянием звука в положительном столбе установится модуляция продольного электрического поля и дрейфовой скорости электронов, которые оказывают воздействие на модуляцию разрядного тока.

Из рис. 2 следует, что отношение переменной составляющей тока к полному току при давлении аргона 85 мм рт. ст. и $I_p=40$ мА составляет $I_{\sim}/I_p=5.5 \times 10^{-3}$. Отношение звукового давления при 70 дБ, определенное по $P_{\sim} = \sqrt{2J\rho v}$ (J — интенсивность звука, ρ — плотность газа, v — скорость звука), к полному давлению газа равно $P_{\sim}/P=5 \cdot 10^{-6}$. Следовательно, отношение глубины модуляции разрядного тока к глубине модуляции давления газа будет $\sim 10^3$. Основной вклад в модуляцию разрядного тока, по-видимому, вносят температурная модуляция газа, связанная с передачей энергии от электронов к атомам пропорционально частотам столкновений в уплотненных и разреженных областях, и различие частот ионизации в сжатых и разреженных зонах вследствие экспоненциальной зависимости частоты ионизации от параметра E/N .

Из рис. 2 видно, что с ростом величины разрядного тока при постоянных давлении газа в трубке и интенсивности звука глубина модуляции тока увеличивается. Это связано с зависимостью константы ступенчатой ионизации атомов от степени ионизации плазмы [4], т. е. с ростом тока в областях с большим значением тока константа ионизации растет, что ведет к дополнительному возрастанию глубины модуляции разрядного тока.

Список литературы

- [1] Mkrtychyan A. R., Hatsagortian K. Z., Galechian G. A., Divanian E. G. // *Acustica*. 1989. Vol. 69. P. 124—130.
 [2] Subertova S. // *Czech. J. Phys.* 1965. Vol. B 15. P. 701—702.
 [3] Галечян Г. А., Арамян А. Р., Мкртчян А. Р. // *ЖТФ*. 1990. Т. 90. Вып. 2. С. 207—209.
 [4] Елецкий А. В., Чишликян Р. В. // *Химия плазмы*. 1989. № 15. С. 266—293.

Институт прикладных проблем физики
Ереван

Поступило в Редакцию
7 июня 1990 г.
В окончательной редакции
25 февраля 1991 г.

01

Журнал технической физики, т. 61, в. 11, 1991

© 1991 г.

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ И ДИАГРАММЫ ДИКСОНА

Г. Е. Зильберман

1. Диаграммы Диксона

Точное решение задачи о распространении света в поле звуковой волны — это решение волнового уравнения

$$\text{grad div } \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где вектор \mathbf{D} может в различных случаях различным образом быть связан с \mathbf{E} . Например, в кристаллах без оптической активности и в изотропных средах [1]

$$D_i = \varepsilon_{ik} E_k, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^{(0)} + a_{iklm} u_{lm}, \quad (3)$$

где

$$u_{lm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right)$$

— тензор деформации и u_l — звуковая волна

$$u_l = u_{l0} \cos(\omega_0 t - k_0 y). \quad (4)$$

В связи с трудностями точного решения уравнения (1) в последние годы широкое распространение для решения задач дифракции света на ультразвуковой волне получили векторные диаграммы, предложенные Диксоном [2]. Основанием для применения этих диаграмм служат, казалось бы, неоспоримые физические соображения — законы сохранения энергии и импульса при столкновениях фотона и фонона. На рис. 1 представлен простейший случай дифракции в изотропном теле на продольном звуке. Вектор \mathbf{k} означает (поделенный на \hbar) импульс фотона до взаимодействия с фононом звуковой волны, вектор \mathbf{k}_0 — импульс фонона, \mathbf{k}' — импульс фотона после взаимодействия. На рис. 2 по-