Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

В. В. Барабошкин, А. Н. Диденко, Влияние сверхпроводимости на время запаздывания пробоя в жидком гелии,
ЖТФ, 1983, том 53, выпуск 12, 2419–2421

https://www.mathnet.ru/jtf2689

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.9.170
14 декабря 2025 г., 08:07:16

Акустическая волна, пройдя через образец, отражается от необлучаемой поверхности и возвращается в образец биполярным импульсом со сменой фазы. На рис. 2, *б*, *в* в более длинных развертках представлены осциллограммы импульсов напряжений, распространяющихся в кристалле при отражениях от поверхностей образца. Первый импульс соответствует показанному на рис. 2, *а*, второй — отраженный от верхней грани, третий — от нижней.

Отметим, что отраженные импульсы несимметричны, но симметрия опять появляется с увеличением числа прохождений через кристалл и уменьшением амплитуды волны. Изменение формы импульсов, видимо, связано с искажением фронта волны, обусловленного дифракцией волнового пучка [5] и влиянием боковых граней кристалла.

Представленные результаты исследований позволяют оценить скорость распространения биполярного импульса в образце. Смещение импульса от облучаемой поверхности до положения зондирующего луча происходит за время между началом импульса люминесценции и минимумом биполярного импульса. Оцененная по этому времени скорость распространения волны оказалась равной (4300 ±400) м/с. Ширина и форма импульса определяются распределением введенной в кристалл энергии радиации, глубиной проникновения электронов. В нашем случае импульс сжатия имеет ширину $\tau=50$ нс. Следовательно, глубина проникновения электронов $l=v\tau$ равна 0.22 мм, что хорошо соответствует измеренной экспериментально по окрашиванию.

Таким образом, описанная поляризационно-оптическая методика позволяет исследовать форму акустической волны, определяемую величиной и пространственным распределением введенной в образец энергии. Существенным достоинством методики, на наш взгляд, является возможность получения информации о точной форме акустического импульса до наступления его искажений при распространении.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. В. Лисюку, Б. П. Гриценко, А. А. Малышеву, В. Ю. Яковлеву за обсуждение результатов исследований.

Литература

[1] *R. B. Oswald*, Jr. *F. B. Mclean*, *D. R. Schallhorn*, *L. D. Buxton*. J. Appl. Phys., 42, 3463 (1971).
[2] *Б. Ф. Гулин*, *Ю. И. Мещеряков*, *В. А. Морозов*, *Ю. В. Судьенков*. ПТЭ, 2, 215 (1978).
[3] Высокоэнергетическая электроника твердого тела (под ред. *Д. И. Вайсбурда*), 207. «Наука», Новосибирск (1982).
[4] *Г. С. Ландсберг*. Оптика. «Наука», М. (1976).
[5] *Е. А. Заболотская*, *Р. В. Хохлов*. Акустич. журн., 15, 40 (1969).

Томский политехнический институт им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию 7 января 1983 г.

УДК 537.52

Журнал технической физики, т. 53, в. 12, 1983

ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ВРЕМЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ПРОБОЯ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

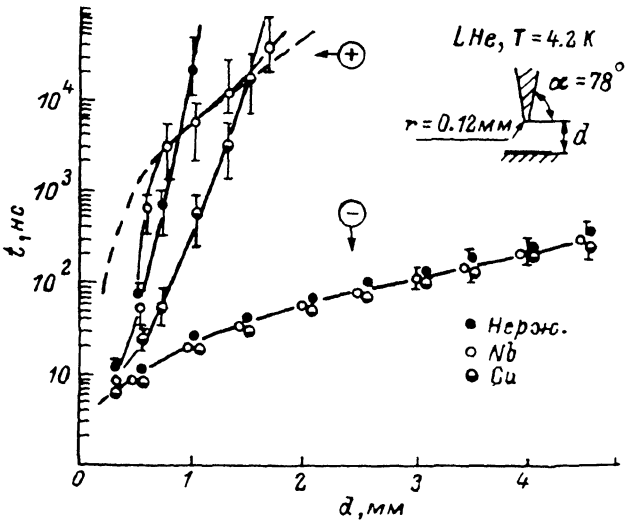
В. В. Барабошкин, *А. Н. Диденко*

Процессы, происходящие в жидком гелии как диэлектрической среде, имеют некоторые особенности, связанные с относительно малой его плотностью и большой подвижностью носителей зарядов. В этом отношении он напоминает плотный газ, поскольку уже при средних энергиях свободного электрона $\varepsilon\simeq10\div100$ эВ межатомное расстояние превышает более чем на порядок длину электронной волны. В резко неоднородном электрическом поле, так же как и в газе, в нем может существовать устойчивый коронный разряд [1]. Кроме того, на развитие разряда в жидком гелии значительное влияние оказывает и материал электродов [2, 3].

Известно, что импульсный электрический пробой обычных жидких диэлектриков и газов сопровождается разрушением микроострий на отрицательном электроде из-за джоулевского разогрева их собственными автоэмиссионными токами [4, 5]. Если же электрод находится в сверхпроводящем состоянии, то разогрев микроострий и их переход в нормальное

состояние обусловлены в основном эффектом Ноттингама и требует дополнительного времени. Поэтому, как и при импульсном пробое сверхпроводящего вакуумного промежутка [1], можно ожидать некоторой разницы времен запаздывания пробоя жидкого гелия в несверхпроводящих и сверхпроводящих электродных системах.

В данном сообщении приведены результаты исследования времени запаздывания пробоя разрядного промежутка, заполненного жидким гелием технической чистоты, находящегося при атмосферном давлении. Электрический пробой осуществлялся в электродной системе острие—плоскость с помощью высоковольтного перепада напряжения [3]. При этом фронт импульса не превышал 15 нс, а спад плоской вершины составлял 5% на 20 мкс. Электроды изготавливались из нержавеющей стали, меди и монокристаллического ниобия высокой чистоты. Непосредственно перед измерениями острийный электрод тренировался серией пробоев с целью стабилизации его геометрии. Время запаздывания пробоя t определялось от момента прихода импульса до начала роста тока, обусловленного возникновением проводящего канала. Время роста тока до амплитудного значения (время коммутации t) при всех межэлектродных расстояниях d было меньше постоянной времени измерительной цепи, равной 6 нс.



Экспериментальные зависимости t (d) для электродных систем, изготовленных из несверхпроводящих металлов и сверхпроводящего ниобия, приведены на рисунке. Из зависимостей, снятых при амплитуде высоковольтного импульса U=40 кВ, следует: 1) влияние материала электродов обнаруживается лишь при положительном острие, причем в ниобиевой электродной системе имеется перегиб, свидетельствующий об увеличении t в сверхпроводящей электродной системе; 2) с уменьшением межэлектродного расстояния до 0.5 мм влияние материала и его состояния на t практически исчезает; 3) в случае острийного катода влияние материала электродов не обнаруживается, при этом расчетная напряженность поля вблизи острия [2] изменялась от 130 до 400 МВ/М. Полученные результаты указывают на доминирующую роль электронных процессов, и в частности автоэлектронной эмиссии, при импульсном пробое жидкого гелия. Сравнение средней энергии свободного электрона в жидком гелии ε с энергией локализации [7] при рабочих напряженностях полей показывает, что электроны, движущиеся вдоль электродной оси, в условиях данного эксперимента воспринимают жидкость как плотный газ, не локализуясь в нем.

Нетрудно убедиться, что при отрицательном острие указанная напряженность поля вблизи поверхности катода достаточна для интенсивной автоэлектронной эмиссии и приобретения эмиттированными электронами средней энергии (ε=16÷64 эВ), сравнимой и превосходящей энергию ионизации атомов гелия Wi. Это позволяет связать характерный «излом» зависимости t (E), наблюдаемый в жидком гелии, как и в обычных жидких диэлектриках [4, 8], с переходом от однолавинного к многолавинному механизму пробоя при достижении $\varepsilon > W_i$. Количественная оценка t в этом случае затруднена из-за недостаточной информации о механизме автоэлектронной эмиссии и коэффициенте ударной ионизации в жидком гелии.

Значительный разброс t, влияние материала электродов, более высокая электрическая прочность свидетельствуют о том, что пробой жидкого гелия при положительном острие происходит иначе, нежели при отрицательном острие. В этом случае количественная оценка t производилась на основании следующих положений: 1) материал электродов обладает идеальной проводимостью; 2) источником начальных инициирующих электронов является автоэлектронная эмиссия с плоского катода; 3) электроны, эмиттируемые катодом, движутся к острийному аноду, теряя энергию лишь при упругих столкновениях с атомами гелия; 4) процесс размножения электронов за счет ударной ионизации и образование положитель-

ного стримера происходят в непосредственной близости от острийного анода; 5) время дрейфа электрона к аноду значительно больше суммарного времени образования лавины и времени прорастания положительного стримера; 6) форма импульса, прикладываемого к разрядному промежутку, строго прямоугольная.

Расчетная кривая $\tilde{t}(d)$ (штриховая линия на рисунке) наиболее близка к экспериментальной зависимости, снятой в сверхпроводящей электродной системе. Это может указывать на заметное влияние резистивного состояния электродов на импульсную электрическую прочность разрядного промежутка, заполненного жидким гелием. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений является подтверждением предложенного механизма импульсного пробоя. Расхождение экспериментальной и расчетной кривых при $d < 0.75$ мм связано с возможным появлением инициирующих электронов с $\varepsilon > W_i$ непосредственно вблизи микрорельефа, плоского катода и возникновением условий для развития отрицательного стримера. Небольшое расхождение в области больших t и d может быть объяснено неидеальностью высоковольтного импульса, а также тем фактом, что не учитывались работа выхода, потери при неупругих столкновениях, изменение однородности межэлектродной среды за счет приэлектродных процессов и т. д. Подтверждением вышеизложенного механизма пробоя могут также служить оптические наблюдения [9], показавшие, что предпробойное свечение в протяженных разрядных промежутках всегда возникает в области максимального электрического поля — вблизи острийного электрода.

Таким образом, полученные результаты подтверждают ранее высказанные предположения. Однако необходимо проведение дополнительных исследований с целью более детального изучения влияния сверхпроводимости на механизм импульсного пробоя жидкого гелия.

Литература

[1] *В. А. Гончаров, В. И. Левитов.* Изв. АН СССР, энергетика и транспорт, 2, 145 (1974).
[2] *H. Fujii, J. Kaizaki, K. Yoshino, Y. Inuishi.* J. Phys. D.: Appl. Phys., 12, 1555 (1979).
[3] *В. В. Барабошкин, А. Н. Диденко, Ю. Г. Юшков.* Изв. вузов, Физика, 11, 91 (1981).
[4] *В. Я. Ушаков.* Импульсный электрический пробой жидкостей. Изд. ТГУ, Томск (1975).
[5] *Г. А. Месяц.* Письма ЖТФ, 1, 885 (1975).
[6] *Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский* и др. ДАН СССР, 262, 598 (1982).
[7] *А. Г. Храпак, И. Т. Якубов.* Электроны в плотных газах и плазме. «Наука», М. (1981).
[8] *Н. С. Руденко, В. И. Цветков.* ЖТФ, 35, 1840 (1965).
[9] *В. И. Левитов, В. А. Гончаров, С. Г. Гостеев* и др. Мат. Междунар. конф. стран — членов СЭВ «Диэлектрические и конструкционные материалы для криогенных ЛЭП» (1979).

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию 7 января 1983 г.

УДК 538.245 *Журнал технической физики, т. 53, в. 12, 1983*

ДИНАМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СЕРДЕЧНИКОВ ИЗ МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА

Ю. П. Вахрушин, А. К. Орлов

Процесс импульсного перемагничивания ферромагнитных сердечников исследовался рядом авторов при решении практических задач автоматики и вычислительной техники [1]. В последние годы внимание к этой проблеме усилилось в связи с разработкой линейных индукционных ускорителей [2]. Напомним, что в ЛИУ ускорение частиц осуществляется вихревым электрическим полем, возникающим вследствие перемагничивания последовательно расположенных индукторов, которые обычно изготавливаются из пермаллоевой ленты типа 50НП толщиной 10 мкм и индукцией насыщения $B_s = 1.4$ Тл.

Магнитный сердечник является импульсной нагрузкой для формирующей линии; кроме того, через него на генераторе сказывается эффект поглощения электромагнитной энергии ускоренным пучком, составляющим обычно сотни ампер и более. Поэтому для детального