

Ступы

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
Э. В. ШПОЛЬСКОГО

ТОМ
XXXVIII
ВЫПУСК 4
АВГУСТ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1949 ЛЕНИНГРАД

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

**С. И. БАВИЛОВ, Д. И. БЛОХИНЦЕВ,
В. И. ВЕКСЛЕР, С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ,
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ** — редактор

«Успехи физических наук» — журнал, посвященный обзорам современного состояния наиболее актуальных проблем физики и смежных с нею наук. Предназначается для научных работников, аспирантов, студентов-физиков старших курсов, преподавателей.

Выходит 12 раз в год.

Адрес редакции: Москва, Орликов пер., д. 3.

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ТИТАНАТ БАРИЯ — НОВЫЙ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

А. В. Ржанов

1. ВВЕДЕНИЕ

Первый из известных сегнетоэлектриков — сама сегнетова соль — был на протяжении нескольких лет (в 1930—1934 гг.) детально изучен в работах И. В. Курчатова и его сотрудников¹ в Физико-техническом институте Академии Наук СССР. После этого, в 1938 г., появились сообщения² об обнаружении сегнетоэлектрических свойств у фосфатов и арсенатов калия; KN_2PO_4 , KD_2PO_4 и KN_2AsO_4 . Однако у этих веществ сегнетоэлектрические свойства имеют место только при весьма низких температурах (ниже — 151°C для KN_2PO_4 и ниже — 122°C для KN_2AsO_4), что делает невозможным их практическое применение. Первый практически важный сегнетоэлектрик — титанат бария — был открыт в 1944 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева Академии Наук СССР Б. М. Вулом и И. М. Гольдман^{3,4} при исследовании диэлектрических свойств титанатов металлов второй группы периодической системы элементов Менделеева.

В этих работах⁵ было показано, что диэлектрическая проницаемость титанатов щелочно-земельных металлов первой подгруппы, кристаллизующихся в решётки типа перовскит, имеет большие по сравнению с другими типами решёток значения и растёт при увеличении радиуса щелочно-земельного иона.

Значения диэлектрической проницаемости различных титанатов приведены в табл. I.

Резкое увеличение диэлектрической проницаемости титаната бария по сравнению с другими титанатами типа перовскит тогда же Б. М. Вул связал с тем обстоятельством, что титанат бария является единственным перовскитом, у которого расстояние между ионами титана и кислорода больше суммы их радиусов по Гольдсмиту (табл. II).

Характерная зависимость диэлектрической проницаемости от температуры и наличие диэлектрического гистерезиса позволили Б. М. Вулу отнести титанат бария к новому виду сегнетоэлектриков. Эти исследо-

вания, которые подробно будут рассмотрены ниже, были проведены на поликристаллических образцах титаната бария, получаемых по обычной керамической технологии. Из порошкообразных BaCO_3 и TiO_2 , взятых в стехиометрическом отношении, соответствующем метатитанату бария,

Таблица I

Под-группа	Щёлочно-земельный металл	Тип кристаллической решётки	Диэлектрическая проницаемость
I	Бериллий	—	70
	Кальций	Перовскит	115
	Стронций	»	155
II	Барий	»	> 1000
	Магний	Ильменит	17
	Цинк	—	30
	Кадмий	Ильменит	62

после тщательного перемешивания прессовались диски, которые затем обжигались в платиновой или силитовой печи при температуре, колеблющейся, в зависимости от состава и количества примесей, от 1370 до 1450°С. При этом было выяснено⁶, что примеси играют

Таблица II

Титанат	Размер ребра элементарного куба	Расстояние между ионами Ti и O	Сумма радиусов ионов Ti и O
Титанат кальция	3,80	1,90	1,96
» стронция	3,89	1,95	1,96
» бария	3,97	1,99	1,96

весьма существенную роль. Именно, при изготовлении образцов из химически чистых исходных продуктов была обнаружена модификация титаната бария, не обладающая сегнетоэлектрическими свойствами.

Рентгенографическое исследование, выполненное А. Н. Ляминой, дало для этой модификации структуру, близкую к ромбоэдрической, с осями $a=b=c=4,04 \text{ \AA}$ и углом, близким к 90°. Эта модификация BaTiO_3 имела диэлектрическую проницаемость около 50 и все свойства нормальными и близкими к другим керамикам этого типа. При добавлении малых примесей к исходным чистым продуктам (2% Al_2O_3 или 1%

SrCO_3 по весу) получался сегнетоэлектрический материал, а рентгеновский анализ, проведенный В. П. Бутузовым, дал при комнатной температуре тетрагональную структуру с осями $a = b = 3,98 \text{ \AA}$ и $c = 4,02 \text{ \AA}$.

Титанат бария, полученный из технических материалов, всегда являлся сегнетоэлектрическим и обладал при комнатной температуре тетрагональной структурой, что, очевидно, связано с наличием в нём достаточного количества естественных примесей.

Таким образом, роль примесей, как следует из этих работ, заключается, очевидно, в том, что наличие их обуславливает кристаллизацию титаната бария в решётку типа перовскит, с переходом к которой и связаны его сегнетоэлектрические свойства. Малое количество необходимых примесей говорит о каталитическом характере их действия, так как для искажения решётки равномерным внедрением примесей по всему объёму их явно недостаточно.

Вскоре после опубликования работ Б. М. Вула и его сотрудников начали появляться и другие работы, посвящённые исследованию титаната бария.

Е. Мегау⁷ методом рентгеновского анализа доказала изменение кристаллической структуры BaTiO_3 в точке перехода (точка Кюри). Она показала, что титанат бария имеет при температуре выше 120°C идеальную кубическую решётку типа перовскит. При температуре 20°C решётка BaTiO_3 является тетрагональной с отношением осей $\frac{c}{a} = 1,0101$ (её часто ещё называют в иностранной литературе — псевдокубической). Сам переход, происходящий при 120°C , заключается в гомогенном расширении вдоль одной из осей, которая и становится полярной осью c , и сжатии вдоль двух других осей. Длины осей меняются непрерывно с температурой, хотя и нелинейно, так как изменения становятся более быстрыми вблизи точки Кюри. Однако хотя длины осей меняются непрерывно, коэффициент линейного расширения имеет разрыв в точке перехода и разные знаки для направлений вдоль полярной оси и перпендикулярно к ней. На рис. 1 приведены кривые изменения длин осей элементарной ячейки в зависимости от температуры, по данным Е. Мегау.

Таким образом, эти работы Е. Мегау явились непосредственным экспериментальным доказательством наличия в титанате бария фазового перехода второго рода, на основании представления о котором В. Л. Гинзбургом была построена теория сегнетоэлектрических явлений (см. теоретический обзор).

Е. Мегау указала на обнаруженное ею сосуществование кубической и тетрагональной фаз в пропорции, зависящей от температуры, в интервале температур в несколько градусов вблизи точки перехода. Это сосуществование было ею объяснено как результат наличия местных напряжений, которые могут ускорять или замедлять переходы, в зависимости от их направления, в отдельных областях

поликристаллического образования ввиду незначительной разницы энергий обоих состояний в этом интервале температуры.

Интерес к этому новому сегнетоэлектрику стимулировал поиски возможности получения его в виде монокристалла.

Согласно несколько отрывочным и неполным данным, имеющимся в литературе, кристаллы титаната бария могут быть выращены из

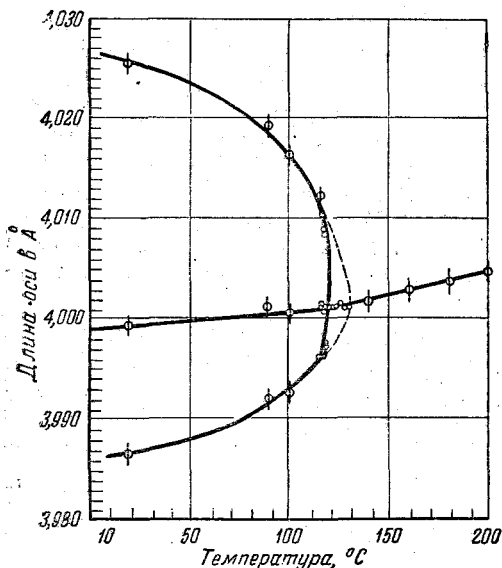


Рис. 1. Изменение длин осей и кубического корня из объема элементарной ячейки в зависимости от температуры.

раствора BaCO_3 и TiO_2 в расплавленном BaCl_2 . Для лучшего роста кристаллов рекомендуется создать заметный избыток BaCO_3 . Так например, согласно наиболее полному рецепту⁸ автор употреблял на один моль BaCl_2 около 0,53 моля BaCO_3 и 0,26 моля TiO_2 (или на 50 г BaCl_2 25 г BaCO_3 и 5 г TiO_2). При этом большие требования предъявляются к режиму охлаждения. Раслав по этой технологии охлаждался от 1200°С до приблизительно 800°С в течение нескольких часов (около 8). Некоторые затруднения возникают с подбором тиглей. Применялись тигли из чистой платины и из графита, причём весь процесс производился в атмосфере азота. В случае платиновых тиглей некоторое количество платины растворялось в расплаве и попадало в кристалл. Кристалл приобретал при этом окраску от светложёлтой до красно-коричневой, интенсивность которой могла быть уменьшена прогревом при 200°С в течение нескольких часов.

При попадании значительных количеств платины образовывались несегнетоэлектрические модификации BaTiO_3 гексагональной или моноклинной системы.

Более подробно об этих модификациях будет сказано ниже.

В случае использования графитового тигля кристаллы получали голубоватый цвет, связанный с наличием восстановленного титана. Нагреванием до 600—800°С в атмосфере кислорода можно было обесцветить кристалл.

Сегнетоэлектрические кристаллы тетрагональной (псевдокубической) модификации были получены в виде квадратных пластинок или куби-

ков, причём было выяснено, что при отсутствии специальных предосторожностей они состоят из двойников⁹. Двойникование зависит в сильной мере от примесей и напряжений, воздействующих на кристалл, и происходит по плоскостям (101) и (011).

Согласно одной из недавних работ¹⁰ при попытках вырастить кристалл BaTiO_3 из расплава в Na_2CO_3 и K_2CO_3 в платиновом тигле получаются кристаллы гексагональной симметрии состава $\text{Ba}(\text{Ti}_{0,75}\text{Pt}_{0,25})\text{O}_3$ с плотностью $6,8 \pm 0,1 \text{ г/см}^3$. При использовании расплава BaCl_2 в платиновом тигле наряду с псевдокубическими кристаллами получают ромбические кристаллы состава $\text{Ba}_4\text{Ti}_2\text{PtO}_{10}$ с плотностью $0,45 \pm 0,02 \text{ г/см}^3$. И, наконец, при корундовом или графитовом тиглях получают псевдокубические кристаллы BaTiO_3 с плотностью $6,0 \text{ г/см}^3$. Как гексагональная, так и ромбическая модификации получают путём замены части ионов Ti^{+4} ионами Pt^{+4} , и обе не имеют сегнетоэлектрических свойств. Последнее связывается авторами с тем обстоятельством, что благодаря искажению кристаллографических ячеек ион Ti находится в равновесном состоянии стабильного закрепления, в противоположность случаю тетрагональной (сегнетоэлектрической) модификации, где его положение в центре октаэдра из ионов кислорода является нестабильным и он смещается по направлению к одному из ионов кислорода.

II. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

Как уже упоминалось выше, аномальные свойства титаната бария были открыты и в основном исследованы на поликристаллических образцах. Последующее изучение свойств монокристалла подтвердило все данные, полученные на поликристаллических образцах, и дало сравнительно мало принципиально нового. Кроме того, эксперименты на монокристаллах, ввиду значительной загрязнённости последних, часто дают более трудные для расшифровки результаты, чем на поликристаллических образцах, и требуют дополнительной проверки и уточнения.

Ввиду всего этого мы будем следовать историческому ходу и начнем описание диэлектрических свойств титаната бария с данных, полученных на поликристаллических образцах.

Поликристаллические образцы представляют собой керамику, в которой имеются отдельные микрокристаллики, хаотически расположенные друг относительно друга, и прослойки стекловидной фазы; последней в хороших образцах, полученных при сравнительно высокой температуре спекания (около 1450°C), относительно немного — 1—2% по весу.

При температуре ниже точки Кюри и в отсутствии больших внешних полей направления спонтанных электрических моментов отдельных микрокристалликов распределены хаотически, с чем и связано отсут-

стве суммарного момента образца. Как мы увидим впоследствии, под влиянием достаточно больших внешних полей спонтанные моменты отдельных микрокристалликов могут менять свою ориентацию, что меняет суммарную поляризацию образца.

После этих предварительных замечаний перейдём к описанию диэлектрических свойств поликристаллических образцов титаната бария.

а) Диэлектрическая проницаемость в зависимости от температуры и напряжённости поля

Диэлектрическая проницаемость, измеренная в малом поле (не свыше 30 в/см) в зависимости от температуры, представлена, по данным Б. М. Вула⁵, на рис. 2.

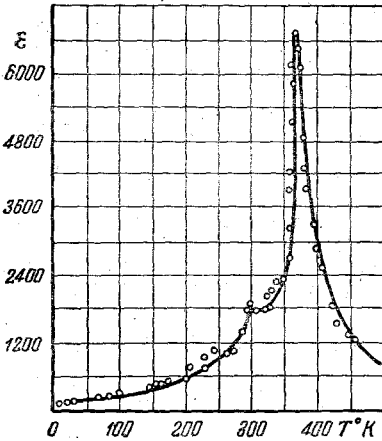


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости, измеренной в малом поле, от температуры.

Как видно из рисунка, измерения были проведены от температуры $+200^{\circ}\text{C}$ до температуры, близкой к абсолютному нулю и превышающей его менее чем на 2 градуса. При температуре жидкого гелия ($\sim 2^{\circ}\text{K}$) диэлектрическая проницаемость поликристаллического титаната бария равна 100, в твёрдом водороде ($T = 14^{\circ}\text{K}$) $\epsilon = 114$, в твёрдом азоте ($T = 60^{\circ}\text{K}$) $\epsilon = 165$, а в жидком кислороде ($T = 90,9^{\circ}\text{K}$) $\epsilon = 250$. Таким образом, у титаната бария температурный коэффициент диэлектрической проницаемости $\frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT}$ в интервале от 2°K до $4,0^{\circ}\text{K}$ составляет около $0,01 \text{ град}^{-1}$.

При комнатной температуре диэлектрическая проницаемость поликристаллического титаната бария, изготовленного из технически чистых материалов, составляет приблизительно 1400, и далее относительно мало меняется до $+40^{\circ}\text{C}$. Максимум в этом случае лежит при 80°C , диэлектрическая проницаемость в нём $\epsilon = 6600$.

Диэлектрическая проницаемость в пике и при комнатной температуре, а также положение максимума, несколько меняются в зависимости от количества и состава примесей. В частности, положение максимума может меняться от 80°C до 120°C . Так как диэлектрическая проницаемость поликристаллического образца определяется статистическим распределением направлений полярных осей микрокристалликов, а последнее может несколько меняться при прохождении цикла нагревание — охлаждение, то величина диэлектрической

проницаемости вблизи пика колеблется в пределах $\pm 5\%$ при различных измерениях одного и того же образца.

Б. М. Вулом и Л. Ф. Верещагиным была изучена зависимость диэлектрической проницаемости титаната бария от давления⁴. Было показано, что ϵ возрастает с давлением, причём относительное возрастание уменьшается с увеличением давления. В диапазоне от 300 до 2000 ат относительное изменение составляло 10^{-5} см²/кг.

С помощью моста Шеринга на частоте 50 гц была изучена зависимость диэлектрической проницаемости титаната бария от напряжённости поля при разных температурах¹¹. Было показано, что при комнатной температуре диэлектрическая проницаемость титаната бария

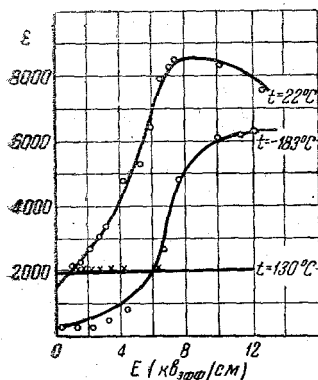


Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость в зависимости от напряжённости поля при разных температурах (измерения при частоте в 50 гц).

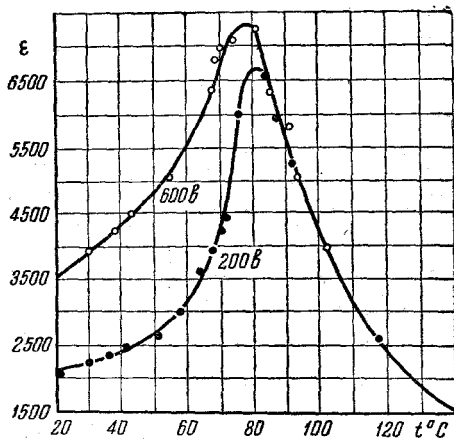


Рис. 4. Диэлектрическая проницаемость в зависимости от температуры при разных напряжениях на образце.

плавно растёт с напряжённостью поля вплоть до максимума при напряжённости поля в несколько киловольт на сантиметр, затем намечается тенденция к уменьшению, которую далеко нельзя проследить, так как наступает пробой. Такой же вид зависимости наблюдается и при температуре жидкого кислорода (при -183°C), за тем исключением, что здесь в доступных полях уменьшения ϵ не было обнаружено. Однако при высоких температурах диэлектрическая проницаемость не обнаруживает зависимости от напряжённости поля вплоть до доступных в эксперименте полей (около 6 кв/см).

Результаты этих измерений приведены на рис. 3. Быть может ещё яснее указанная особенность титаната бария видна из рис. 4, на котором приведены результаты измерений диэлектрической проницаемости в зависимости от температуры при различных напряжениях,

приложенных к образцу (толщина образца была равна 1,2 мм). Из рисунка видно, что диэлектрическая проницаемость зависит от напряжённости поля только ниже точки Кюри (температуры максимума ϵ), а выше её одинакова для всех полей.

б) Диэлектрическая проницаемость в зависимости от частоты

Измерения Б. М. Вула⁵ диэлектрической проницаемости титаната бария в зависимости от длины волны вплоть до 2 м и П. Новосильцева и А. Ходакова¹² на длинах волн в 109, 58 и 16 м показали, что на этих длинах волн диэлектрическая проницаемость практически

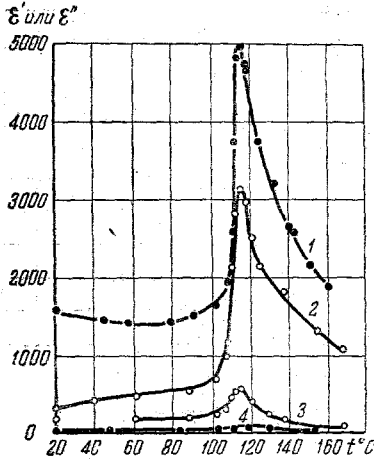


Рис. 5. Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости титаната бария в зависимости от температуры ($\operatorname{tg} \delta = \epsilon''/\epsilon'$): 1) ϵ' при частоте в 1,5 МГц, 2) ϵ' при частоте в 9450 МГц, 3) ϵ'' при частоте в 9450 МГц, 4) ϵ'' при частоте в 1,5 МГц.

9450 МГц был снят температурный ход диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь, представленный на рис. 5 вместе с результатом измерений на 1,5 МГц для сравнения.

в) Диэлектрический гистерезис и эффекты последствия

Диэлектрический гистерезис титаната бария впервые был обнаружен на поликристаллических образцах Б. М. Вулом¹⁵. С помощью катодного осциллографа, по известной схеме, приведённой на рис. 6,

не зависит от частоты. Измерение Д. И. Маша¹³ на длине волны в 20 см показало, что титанат бария сохраняет ещё при этой длине волны большое значение диэлектрической проницаемости. Небольшие её изменения могли не быть при этом замечены, так как по условиям эксперимента (образец в виде шарика) исследованные образцы не могли быть измерены на низких частотах.

В самое последнее время появилась работа¹⁴ по исследованию диэлектрических свойств титаната бария на частоте в 9450 МГц (около 3 см) и на частоте в 24 000 МГц. На этих частотах наступает уже значительная дисперсия. Если при частоте в 1,5 МГц диэлектрическая проницаемость образцов, исследованных в работе, была при комнатной температуре 1500, то на 9450 МГц она была уже 300, а на 24 000 МГц — 126. Соответственно $\operatorname{tg} \delta$ менялся, в зависимости от частоты, от 0,015 до 0,53 и 0,59. При частоте в

наблюдалась связь между мгновенным значением поляризации и приложенным напряжением. Полученные при различных температурах осциллограммы приведены на рис. 7. Они показывают, что диэлектрический гистерезис проявляется в титанате бария только ниже точки Кюри (80°C), т. е. там же, где обнаруживается резкая зависимость диэлектрической проницаемости от напряжённости поля. Однако в малых полях диэлектрическая проницаемость титаната бария и ниже точки Кюри линейно зависит от напряжённости поля⁵. Здесь наблюдается полная аналогия с магнитным поведением ферромагнетиков. Точно так же, аналогично случаю ферромагнетиков, была измерена так называемая «реверсивная» диэлектрическая проницаемость, т. е. диэлектрическая проницаемость, измеренная в малом переменном поле в зависимости от одновременно приложенного большого постоянного поля.

Было найдено⁵, что реверсивная диэлектрическая проницаемость не зависит от напряжённости поляризующего постоянного поля при температурах, значительно превышающих точку Кюри и при низких температурах (-183°), при комнатной же температуре реверсивная диэлектрическая проницаемость понижалась с увеличением постоянного поляризующего поля. А. Бреттевилем¹⁶ было повторено осциллографическое исследование диэлектрических свойств титаната бария. В этих исследованиях определялась диэлектрическая проницаемость по наклону петель гистерезиса при значении поля $E = 0$, т. е. при пересечении петель оси ординат, и диэлектрические потери по площади петли гистерезиса. В работе были найдены, кроме резкого максимума диэлектрической проницаемости при 120°C , ещё два меньших, расположенных при -70°C и $+10^{\circ}\text{C}$. Одновременно полученная кривая тангенса угла диэлектрических потерь смещена относительно кривой диэлектрической проницаемости так, что максимумам ϵ соответствуют минимумы $\text{tg } \delta$. Величины обоих малых максимумов ϵ зависят от напряжённости поля, причём максимум при -70°C появляется только при напряжённостях поля, больших чем 200 в/см .

Автор связывает наличие этих максимумов с изломами в кривой термического расширения при 120 , 10 и -55°C , обнаруженными в предшествующих работах. Согласно данным Бреттевиля все максимумы имеют тенденцию смещаться в сторону более низких температур при возрастании напряжённости поля, причём температура макси-

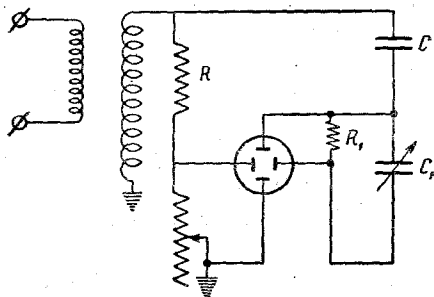


Рис. 6. Схема для наблюдения диэлектрического гистерезиса в сегнетоэлектриках.

мума связана с напряжённостью поля эмпирической формулой вида

$$E = E_0 \cdot e^{-bT_{\text{макс}}}$$

Здесь необходимо оговориться, что хотя это исследование и имеет некоторый интерес, всё же измеренная по способу автора диэлектрическая проницаемость имеет только условный характер. Действи-

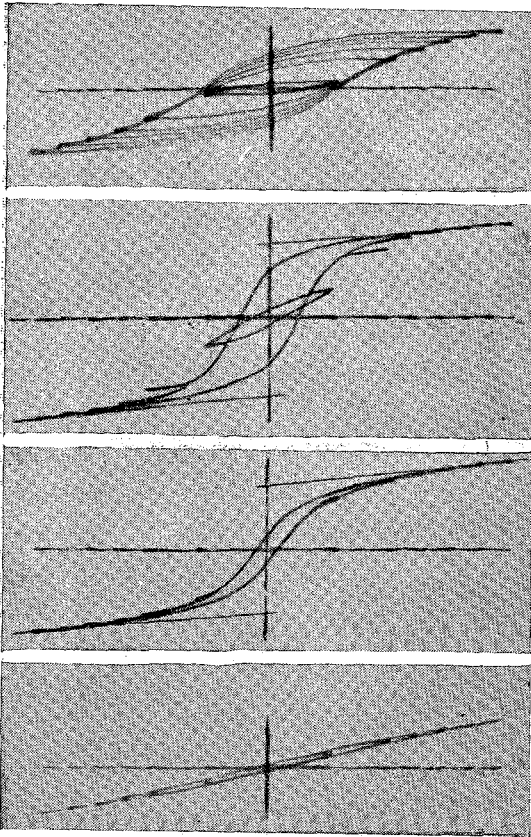


Рис. 7. Осциллограммы петель гистерезиса титаната бария при температурах -183°C , $26,8^\circ\text{C}$, $73,8^\circ\text{C}$ и $115,5^\circ\text{C}$ и напряжённости поля $E \approx 25$ кв/см.

В отличие от работы Б. М. Вула, где реверсивная диэлектрическая проницаемость исследовалась в широком температурном интервале, Робертс изучал её только вблизи точки Кюри (по обе стороны от неё), где за счёт ярко выраженной нелинейности реверсивная

тательно, она представляет собой дифференциальную диэлектрическую проницаемость, определённую в некоторой точке петли (при $E = 0$). То, что выбрана именно эта точка, никак не сближает это значение диэлектрической проницаемости с диэлектрической проницаемостью в малых полях, так как для этого нужно было бы измерять её этим способом по так называемой девственной кривой петли гистерезиса (идущей из нуля).

Работа Робертса¹⁷ посвящена изучению диэлектрической проницаемости, измеряемой на высокочастотном малом напряжении в зависимости от величины одновременно приложенного постоянного смещающего напряжения, т. е. тому, что в работе Б. М. Вула было названо реверсивной диэлектрической проницаемостью.

диэлектрическая проницаемость сильно зависит от величины смещающего постоянного напряжения. Постулируя наличие нелинейности, выраженной для несегнетоэлектрической области (выше точки Кюри) в виде простой формулы

$$E = \alpha D + \beta D^3, \quad (1)$$

где D — диэлектрическое смещение, и вводя диэлектрическую проницаемость при любой напряжённости постоянного смещающего поля $\epsilon' = \frac{dD}{dE}$ и первоначальную диэлектрическую проницаемость при отсутствии смещающего поля $\epsilon_1 = 1/\alpha$, уравнение (1) легко преобразовать к следующему виду:

$$E/E_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon'} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon'} + 2 \right), \quad (2)$$

где

$$E_0 = 4 (\alpha/3)^{3/2} \beta^{-1/2}. \quad (3)$$

Согласно уравнению (2) E_0 есть напряжённость смещающего постоянного поля, при которой диэлектрическая проницаемость снижается до половины своей первоначальной величины ($\epsilon' = \frac{1}{2} \epsilon_1$). Решая уравнение (3) относительно β :

$$\beta = \frac{16}{27} \frac{\alpha^3}{E_0^2} = \frac{16}{27} \epsilon_1^{-3} E_0^{-2},$$

можно получить значения β в зависимости от температуры. Уравнение (1) было распространено Робертсом и на сегнетоэлектрический интервал температур, что, хотя и не совсем строго, из-за наложения нелинейного процесса переориентации областей, даёт, тем не менее, правильные значения поля, необходимого для понижения ϵ' до половины своей первоначальной величины.

Из полученных экспериментальных данных следовало, что коэффициент β , определяющий нелинейность зависимости поляризации от поля, постоянен в широком интервале температур по обе стороны от точки Кюри. К тому же результату, хотя полученному и иным методом, пришёл автор настоящего обзора в своём исследовании диэлектрического гистерезиса, проведённом с целью получения температурного хода спонтанной поляризации¹⁸.

Автором же были обнаружены весьма своеобразные эффекты последствия¹⁸, характерные для поликристаллических образцов титаната бария. Если на образец подать впервые небольшое поле (5 кВ/см), то петля гистерезиса имеет веретенообразную форму, которая в аналогичном случае ферромагнетиков называется фигурой Релея. При дальнейшем повышении напряжения фигуры всё более и более приближаются к типичной петле гистерезиса. Если же снова подать на образец то же малое поле в 5 кВ/см, но через некоторое время после приложения большого поля (в 25 кВ/см), то полученная фигура будет иметь форму петли гистерезиса. При этом резко возрастают такие характеристики

петли, как остаточная поляризация, коэрцитивная сила и гистерезисные потери. Взаимное расположение петель при различных напряжённостях поля тоже меняется в случае предшествующего приложения высокого напряжения: если в первом случае концы всех петель образуют свою собственную кривую, то во втором случае все они ложатся на самую большую из петель (рис. 8). Это явление имеет

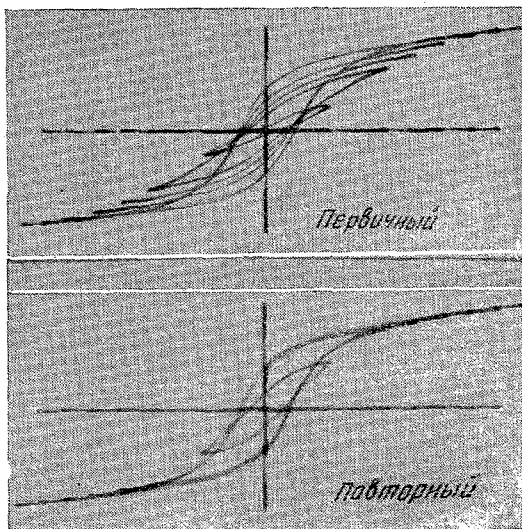


Рис. 8. Последовательные фотографии петель гистерезиса (эффект последействия) при температуре в 24°C , напряжённости поля $E = 25 \text{ кв/см}$ и времени выдержки между снимками в 10 минут.

чрезвычайно большое время релаксации, если этот термин применим в этом случае, так как для получения первичной картины необходима выдержка в несколько суток после приложения высокого напряжения. Необходимо оговориться, что речь шла о приложении переменного напряжения, и деполаризация путём медленного понижения переменного напряжения до нуля не устраняет этого явления. Причина его, очевидно, заключается в том, что для поворота полярной оси на 90° нужно, как известно из опытов с монокристаллами (см. ниже), довольно значи-

тельное поле, и дезориентация после этого идёт весьма медленно. Отсюда ясно, что при воздействии большого переменного поля большинство полярных осей ориентируется в плоскости приложения поля, и эта анизотропия остаётся и после его снятия. Поэтому при последующем приложении малого поля поляризация идёт легче, так как повороты на 90° уже осуществлены.

К этому же классу явлений принадлежит обнаруженный автором пьезоэффект поляризованных поликристаллических образцов титаната бария, о котором подробнее будет сказано ниже.

г) Спонтанная поляризация

В упомянутой выше работе А. Ржанова¹⁸ проведено исследование температурного хода спонтанной поляризации. При этом впервые учтена нелинейность индуцированной поляризации вблизи точки Кюри.

Во всех предыдущих исследованиях спонтанной поляризации различных сегнетоэлектриков предполагалось, что индуцированная поляризация линейно зависит от поля, и нелинейность полной поляризации определяется только нелинейностью процесса реориентации областей. Однако из рассмотрения уравнения связи поляризации и поля вне области спонтанной поляризации:

$$E = 2\alpha P + 2\beta P^3,$$

легко увидеть, что вблизи точки Кюри нелинейность основной поляризации должна выступать в сравнительно небольших полях. Действительно, согласно теории В. Л. Гинзбурга (см. теоретический обзор) коэффициент $\alpha > 0$ при $T > \Theta$, $\alpha < 0$ при $T < \Theta$ и $\alpha_\Theta = 0$. Таким образом вблизи точки Кюри ($T = \Theta$), где α мало, кубический член становится сравнимым с линейным и в относительно небольших полях.

Необходимо отметить, что это явление, принципиально имеющее место во всех сегнетоэлектриках, особенно сильно выражено в титанате бария в том смысле, что здесь нелинейность индуцированной поляризации распространена на значительно более широкий температурный интервал. Это связано с тем обстоятельством, что область резкого роста ϵ с температурой (и, следовательно, малых значений коэффициента α , обратно пропорционального ϵ) в титанате бария распространена на $50-60^\circ\text{C}$, тогда как в сегнетовой соли она распространена на $5-7^\circ\text{C}$, а в KN_2PO_4 — на $10-15^\circ\text{C}$.

Благодаря этому пренебрежение нелинейностью индуцированной поляризации как для сегнетовой соли, так и для KN_2PO_4 не вносило очень существенных ошибок и, во всяком случае, не приводило к конечным значениям спонтанной поляризации и выше точки Кюри, как это получилось в работе Хульма¹⁹ с монокристаллом BaTiO_3 .

В работе автора¹⁸ было показано, что как выше точки Кюри, так и ниже её, при значительном от неё удалении, индуцированная поляризация, вплоть до доступных в эксперименте полей, остаётся линейной функцией поля, а основная диэлектрическая проницаемость постоянной. Таким образом, вдали от точки Кюри, ниже её, спонтанная поляризация может быть получена простым вычитанием линейной индуцированной поляризации

$$P' = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E$$

из полной.

Нелинейность же индуцированной поляризации имеет место только вблизи точки Кюри, приблизительно в том же интервале температур, в котором основная диэлектрическая проницаемость имеет резкий максимум.

Так как эта область температур распространена в случае титаната бария на $50-60^\circ$, то получение части температурного хода спонтан-

ной поляризации вблизи точки Кюри становится весьма затруднительным.

Эта трудность была обойдена тем, что с помощью формул теории фазового перехода в сегнетоэлектриках удалось связать температуры по обе стороны от точки Кюри, при которых нелинейная индуцированная поляризация одинакова. Как известно, при температурах выше точки Кюри спонтанная поляризация отсутствует, и измеряется непосредственно нелинейная индуцированная поляризация; температуру ниже точки Кюри, которой соответствует то же значение нелинейной индуцированной поляризации, мы можем найти вычислением. Поэтому на-

$P_0 \cdot 10^6 \frac{\text{КУП}}{\text{СМ}^2}$

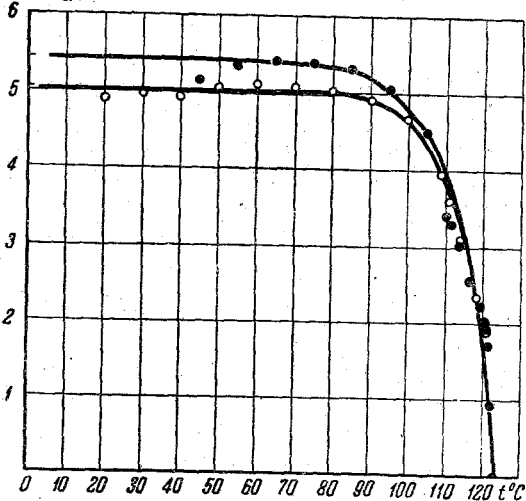


Рис. 9. Температурная зависимость спонтанной поляризации поликристаллических образцов титаната бария.

хождение спонтанной поляризации сводится и в указанном случае к простому вычитанию индуцированной поляризации из полной. Этот метод расчёта совершенно строг только для монокристалла, или даже точнее — для одной области монокристалла.

В обсуждаемой работе предметом исследования явились поликристаллические образцы BaTiO_3 . Однако в сильном поле такие образцы могут быть поляризованы до состояния насыщения, когда рост суммарной поляризации осуществляется только за счёт роста индуцированной поляризации. При этом вектор спон-

танной поляризации каждого микрокристаллика должен быть направлен по оси куба, ближайшей к направлению внешнего поля. Наибольший угол между полем и ближайшей осью куба равен приблизительно 55° , он соответствует случаю, когда поле направлено по диагонали куба. Если микрокристаллики распределены хаотически и поляризованы по ближайшей оси к направлению поля, то максимальное значение суммарной спонтанной поляризации $P_{\text{макс}} \cong 0,8 P_0$, где P_0 — спонтанная поляризация монокристалла.

Таким образом, поликристаллические образцы, подвергнутые воздействию сильного поля, в диэлектрическом отношении близки к монокристаллу и, следовательно, к ним может быть применён рассмотренный выше расчёт. Температурный ход спонтанной поляризации, полученный

таким методом для образцов с точкой Кюри при 123° С, приведён на рис. 9.

На рис. 10 приведена зависимость квадрата спонтанной поляризации от температуры. Из рисунка видно, что в согласии с теорией квадрат спонтанной поляризации зависит линейно от температуры в довольно широкой области вблизи точки Кюри.

д) Аномалия удельной теплоёмкости

Как известно, аномалия удельной теплоёмкости сегнетоэлектриков вблизи точки Кюри впервые наблюдалась на сегнетовой соли П. П. Кобеко²⁰. Предположение о наличии скачка теплоёмкости было высказано на основе представления о том, что разрушение спонтанной поляризации в точке Кюри должно быть связано с поглощением решёткой добавочного тепла. Эти соображения полностью подтвердились как в случае сегнетовой соли, так и в случае сегнетоэлектриков типа KN_2PO_4 , KN_2AsO_4 . Скачок удельной теплоёмкости в случае титаната бария⁵ был измерен по предложению Б. М. Вула в Институте общей и неорганической химии Академии Наук СССР В. А. Соколовым.

На рис. 11 приведена зависимость теплоёмкости и диэлектрической проницаемости от температуры.

Максимумы обеих кривых лежат при одной температуре (80° С — точка Кюри для этих образцов).

Добавочное тепло было при этом найдено равным

$$Q = \int (c_p - c_{p0}) dT = 0,039 \text{ кал/г.}$$

5.10²

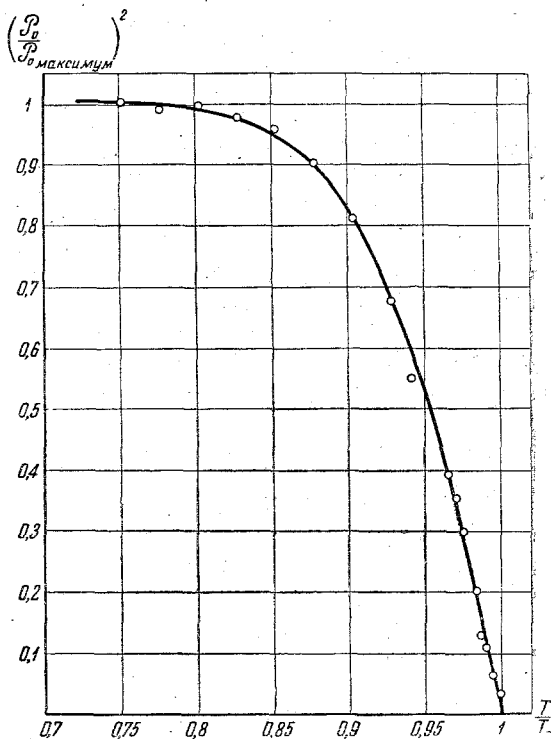


Рис. 10. Температурная зависимость квадрата спонтанной поляризации.

Исследование температурного хода удельной теплоёмкости было проведено также Хиппелем²¹, но ввиду недостаточной тщательности эксперимента никакого скачка теплоёмкости им обнаружено не было.

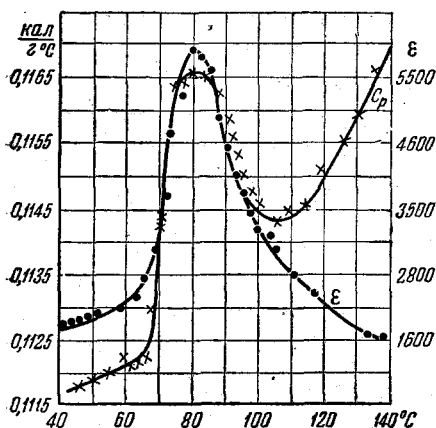


Рис. 11. Зависимость теплоёмкости и диэлектрической проницаемости от температуры.

При 66°C спонтанная поляризация была найдена равной $6,6 \cdot 10^{-6}$ кул/см², что находится в хорошем согласии с величиной, определённой при помощи измерения петель гистерезиса.

С другой стороны, Хорвуд, Поппер и Рушман²² в своём исследовании температурной зависимости теплоёмкости поликристаллических образцов титаната бария измерили скачок теплоёмкости вблизи точки Кюри, величина которого была очень близка к полученной В. А. Соколовым.

На основании формулы, предложенной В. Л. Гинзбургом (см. теоретический обзор), по скачку удельной теплоёмкости и температурному коэффициенту диэлектрической проницаемости Б. М. Вулом была оценена спонтанная поляризация⁵.

При 66°C спонтанная поляризация была найдена равной

е) Изоморфные смеси титаната бария

М. Еремеев и Б. Курчатов²³ показали, что смеси сегнетовой соли с изоморфными ей веществами являются сегнетоэлектриками при не слишком большом проценте несегнетоэлектрической компоненты.

Точно так же, в случае титаната бария, добавление к нему изоморфных веществ, как показал А. К. Ишхнели, сдвигает точку Кюри в область более низких температур и уменьшает величину диэлектрической проницаемости в пике.

Изоморфные смеси обнаруживают явление гистерезиса, причём при больших количествах несегнетоэлектрической компоненты как сама величина поляризации, так и степень нелинейности оказывается значительно меньше, чем у одного титаната бария.

Хотя добавление к титанату бария изоморфных веществ понижает его сегнетоэлектрические свойства, это оказывается иногда практически целесообразным, так как одновременно понижается тангенс угла диэлектрических потерь и появляется возможность управлять положением точки Кюри. Особенно целесообразным это может оказаться на сверхвысоких частотах.

Так, например, при частоте 9450 Мгц материал, состоящий из 56% BaTiO_3 и 44% SrTiO_3 при комнатной температуре имеет $\epsilon = 760$ и $\text{tg } \delta = 0,02^{24}$ и может иметь значительную ценность для микроволновой техники.

III. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ

Несмотря на то, что аномальные свойства титаната бария были весьма подробно изучены на поликристаллических образцах, изучение свойств монокристаллов безусловно имеет большой интерес. Как будет видно из дальнейшего, исследование монокристаллов позволяет непосредственно видеть структуру областей (доменов), исследовать анизотропию диэлектрической проницаемости и дополнить чисто электрические методы исследования оптическими.

Как уже указывалось, все результаты, описанные ниже, получены на монокристаллах, степень чистоты которых, очевидно, не очень велика. Поэтому большинство этих результатов не может претендовать на совершенную достоверность, а некоторые из них, например, почти полное отсутствие пика диэлектрической проницаемости в направлении спонтанной поляризации ϵ_{\parallel} вблизи точки Кюри, и различие значений диэлектрических проницаемостей ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} выше точки Кюри, где анизотропия исчезает, вызывают весьма большое сомнение.

Изучение свойств монокристаллов титаната бария начато только в самое последнее время и результаты его должны рассматриваться как весьма предварительные, требующие значительной доработки и проверки.

а) Разбиение на области (домены)

При изучении монокристаллов оказалось²⁵, что они, как и другие сегнетоэлектрики, разбиты на области (так называемые домены) с различными направлениями полярной оси, совпадающей с вектором спонтанной поляризации. Причина разбиения на области ясна из простых энергетических соображений, так как в этом случае кристалл как целое не имеет электрического момента и, следовательно, не создаёт поля вокруг себя. Оказалось, что в случае кристаллов титаната бария это разбиение на области можно непосредственно видеть по линиям спайности этих областей, которые из-за изменения двойного лучепреломления в напряжённом пограничном слое воспринимаются в поляризованном свете как тёмные полоски на поверхности кристалла. Полоски эти наблюдались двух видов: идущие параллельно граням кристалла и расположенные под углом в 45° к этим граням.

В кристаллах кубической внешней огранки оба вида полосок можно было наблюдать на одной грани, в кристаллах же в виде пластинки обычно большая поверхность оказывалась покрытой полосками, расположенными под 45° к граням, а малые боковые поверхности — полосками, параллельными граням.

При нагревании кристалла до температуры выше точки Кюри оба вида полосок исчезают, и кристалл становится совершенно прозрачным и изотропным. Наоборот, при охлаждении кристалла после прохождения точки Кюри они снова появляются и общая картина их распределения хотя и не точно воспроизводится, но приблизительно становится прежней.

При понижении температуры вблизи вторичного малого максимума ϵ при температуре около 5°C меняется не сегнетоэлектрическое состояние, а положение полярной оси — она самопроизвольно поворачивается на 90° .

При температуре вблизи -70°C этот эффект, по мнению авторов, частично обращается. Изменения картины распределения поло-

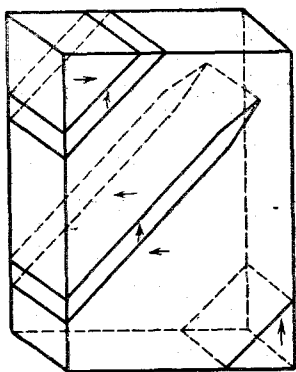


Рис. 12. Схематическое изображение разбиения кристалла на домены и направления спонтанных моментов доменов.

сок можно достичь и приложением электрического поля. Если наблюдать кристалл в направлении, перпендикулярном к приложенному полю, то области, покрытые полосками под углом 45° , растут за счёт непокрытых ими, а при достаточно сильном поле полоски исчезают, и кристалл становится прозрачным. При этом наблюдение в поляризованном свете даёт картину одноосевого кристалла, наблюдаемого перпендикулярно к оптической оси.

Точно так же при наблюдении через полупрозрачные электроды параллельно приложенному полю незатрихованные области растут за счёт покрытых полосками под углом 45° , появляются окрашенные полосы параллельно граням кристалла, а при значительном поле кристалл темнеет до появления центрального одноосевого креста, показывающего, что

оптическая ось параллельна направлению наблюдения и, следовательно, приложенному полю. Таким образом, в этой работе показывается, что оптическая ось кристалла (или области) совпадает с направлением спонтанной поляризации и может быть повернута достаточно сильным полем как на 90° , так и на 180° . Полоски под углом 45° к граням кристалла (плоскости 101) являются плоскостями сдвоенности областей кристалла с различными направлениями спонтанного момента.

Сами спонтанные моменты (или полярные оси) областей расположены параллельно граням куба и перпендикулярны друг другу в соседних областях, разделённых полоской, идущей под углом 45° к граням куба. Общая картина распределения полосок и направлений спонтанных моментов приведена на рис. 12, заимствованном из²⁵. Области одного направления спонтанной поляризации необязательно

проходят через весь кристалл, а могут заключаться только в части его. В этом случае полоски под 45° замыкаются в веретенообразные формы, изображенные на рис. 12.

б) Диэлектрическая проницаемость

Диэлектрическая проницаемость монокристалла оказывается существенно различной при измерении её в направлении, перпендикулярном и параллельном полярной оси. Именно, в первом случае она оказывается значительно большей, чем во втором. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости также различна в обоих случаях²⁵, как это видно на рис. 13. Здесь полярная ось совпадает с осью z (001). Как уже указывалось, отсутствие температурного максимума в точке Кюри для диэлектрической проницаемости ϵ_{\parallel} (вдоль оси z) и различие значений ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} выше точки Кюри, где анизотропии согласно рентгеновским данным нет, кажутся совершенно необъяснимыми и, очевидно, связаны с большой загрязненностью кристалла примесями.

Приводимые кривые имеют только качественный характер, так как, кроме загрязнённости, в кристалле не совсем было устранено разбиение на области, и только большинство областей кристалла имело свои полярные оси ориентированными вдоль оси z (001). В одной из работ²⁶ для кристалла, состоящего из одной области, было найдено, что

$$\epsilon_{\perp} = 2 \cdot 10^5, \text{ а } \epsilon_{\parallel} = 3 \cdot 10^3.$$

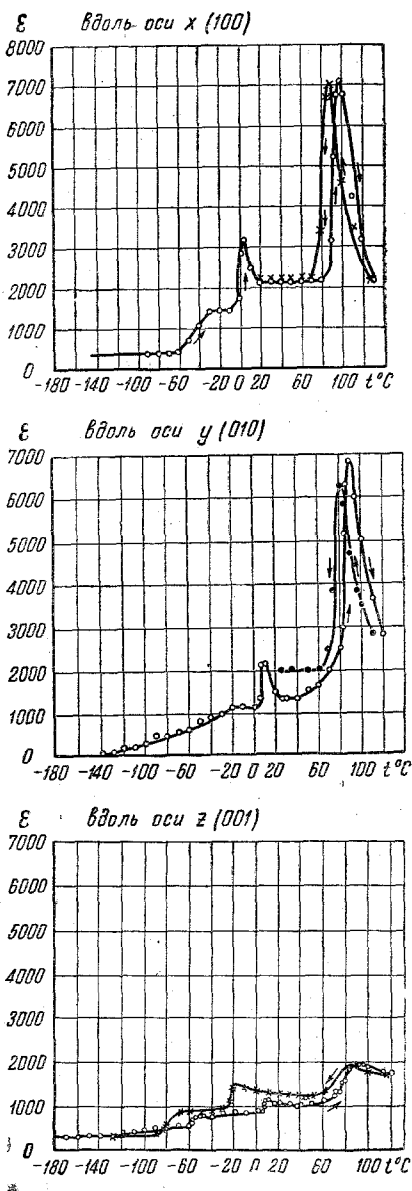


Рис. 13. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости монокристалла BaTiO_3 для трёх кристаллографических направлений.

Весьма наглядно анизотропия диэлектрической проницаемости была продемонстрирована следующим опытом²⁵. При комнатной температуре на кристалл накладывалось малое переменное поле в направлении, перпендикулярном к полярной оси, и измерялась диэлектрическая проницаемость ϵ_{\perp} (рис. 14). Затем в том же направлении накладывалось добавочное постоянное поле. При постепенном увеличении этого постоянного поля всё большее число областей меняло ориентацию своих полярных осей (и, следовательно, направление спонтанного момента) на 90° в положение, когда полярная ось становится параллельной приложенному полю. Этому способствует, как видно из рис. 13, постепенное уменьшение диэлектрической проницаемости

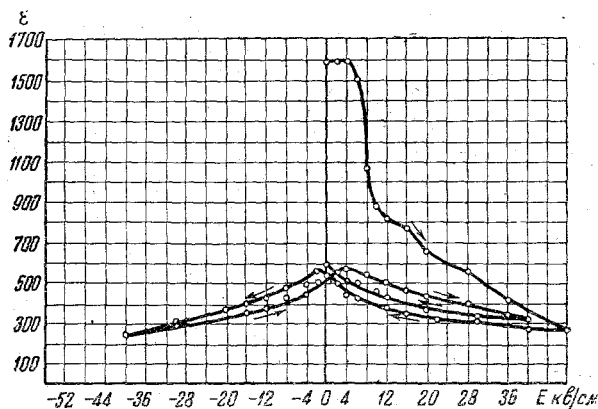


Рис. 14. Изменение диэлектрической проницаемости, измеряемой в малом переменном поле, с ростом напряжённости постоянного поля, приложенного в направлении, совпадающем с направлением переменного поля.

до значения ϵ_{\parallel} около 600 (при поле $E = 0$), что соответствует полному повороту всех областей на 90° . Если, далее, начать уменьшать напряжённость постоянного поля, а затем изменить его направление, то при этом меняется только знак полярной оси (она поворачивается на 180°), а не её угол с полем. Если при этом пройти весь цикл изменений напряжённости поля, то величины поляризации и зависимости от поля дадут гистерезисную петлю, а диэлектрическая проницаемость, измеренная в малом переменном поле, наложенном на постоянное, — диэлектрическую проницаемость в разных точках петли.

В самое последнее время появилась работа²⁷ по изучению диэлектрической анизотропии монокристалла титаната бария, состоящего из одной области и, повидимому, значительно более чистого. Согласно этим данным различие между диэлектрическими проницаемостями ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} значительно меньше, чем было получено раньше, их отно-

шение равняется приблизительно 20:1. Так, например, при 20°C $\epsilon_{\perp} \cong 4000$, а $\epsilon_{\parallel} \cong 200$. Температурная зависимость для обеих диэлектрических проницаемостей имеет резкий максимум в точке Кюри, и выше точки Кюри обе диэлектрические проницаемости ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} имеют одинаковые значения. Эти данные, таким образом, гораздо лучше совпадают с теоретическими представлениями и данными, полученными рентгеновским анализом.

в) Диэлектрический гистерезис и спонтанная поляризация

Более наглядно гистерезисные петли могут быть продемонстрированы с помощью описанной выше схемы, обычно используемой для таких наблюдений. Гистерезисные петли монокристалла титаната бария исследовались этим способом многими авторами. В некоторых работах эти исследования имели только качественный характер, с целью показать наличие петель гистерезиса и изменение их вида в зависимости от температуры, в частности, исчезновение при температуре выше точки Кюри. В одной из таких работ¹⁶ удалось снять несколько петель гистерезиса для монокристалла, состоящего из малого числа областей. На ветвях наклона петель отчетливо видны ступеньки, соответствующие переориентации одной крупной области, или даже вся петля сводится к одному внезапному скачку (рис. 15).

В работе Хульма¹⁹ диэлектрический гистерезис в переменном поле частоты 50 гц изучался с целью измерения спонтанной поляризации титаната бария и её зависимости от температуры. Спонтанная поляризация при этом получалась экстраполированием ветвей насыщения петель гистерезиса, когда можно считать, что все области ориентированы по полю, на значение поля, равное нулю. По данным Хульма, спонтанная поляризация при комнатной температуре составляет для монокристалла $16 \cdot 10^{-6}$ кул/см². По другим данным²⁵, она около $12 \cdot 10^{-6}$ кул/см². Различие, очевидно, определяется различной степенью чистоты кристалла. При повышении температуры спонтанная поляризация, согласно данным Хульма, почти не меняется до 110°C , а затем начинает падать с температурой. Температурный ход спонтанной поляризации вблизи точки

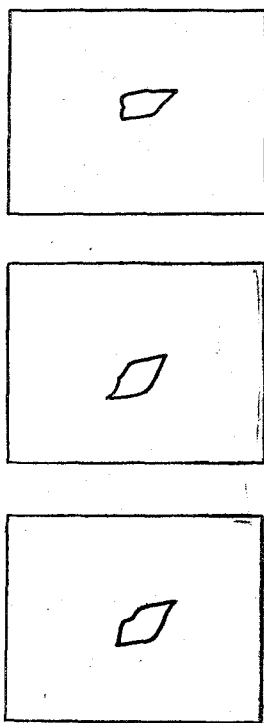


Рис. 15. Петли гистерезиса монокристалла с малым числом областей (доменов).

Кюри не мог быть получен этим методом достаточно надёжно, так как в этой работе не учитывалась нелинейность индуцированной поляризации вблизи точки Кюри (см. выше). В связи с этим гистерезис имеет место в некотором интервале температур и выше точки Кюри, и автору приходится привлекать никак не подкреплённое экспериментально представление о ложном гистерезисе при температурах выше 100°C из-за нелинейности проводимости, для того чтобы избежать абсурдного вывода о наличии спонтанной поляризации и выше точки Кюри.

г) Аномалия теплоёмкости вблизи точки Кюри

Недавно были произведены измерения удельной теплоёмкости монокристалла²⁸. Добавочное тепло, подсчитанное по скачку теплоёмкости, было найдено равным

$$Q = \int c_p dT = 0,2 \text{ кал/г} = 47 \text{ кал/моль},$$

т. е. приблизительно в пять раз больше, чем у поликристалла. Авторы обрабатывают свои результаты с точки зрения теории внутрен-

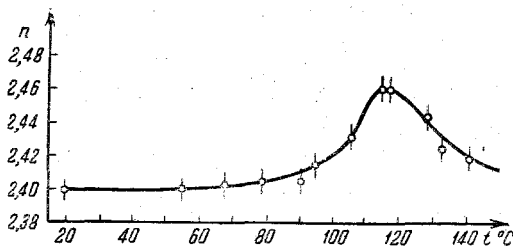


Рис. 16. Зависимость показателя преломления монокристалла титаната бария от температуры вблизи точки Кюри.

него поля $F = E + fP$ и подсчитывают фактор внутреннего поля Лорентца f по соотношению

$$Q = \frac{1}{2} f \cdot P_0^2,$$

где P_0 — спонтанная поляризация, которая должна быть определена независимым методом. Используя результаты Хульма для спонтанной поляризации, авторы находят для коэффициента внутреннего поля значения $f = 0,044$, которое хорошо согласуется со значением этого же коэффициента, подсчитанным по закону Кюри-Вейсса для диэлектрической проницаемости вблизи точки Кюри:

$$f = \frac{\Theta}{C} = 0,049,$$

где Θ — температура Кюри (393°C) и C — постоянная Кюри (8000°C).

д) Показатель преломления и электропроводность

Исходя из того, что диэлектрическая проницаемость ϵ , измеренная на некоторой частоте, должна лежать между квадратом показателя преломления и статической диэлектрической проницаемостью:

$$n^2 < \epsilon < \epsilon_{\infty},$$

а также из того факта, что как ϵ , так и ϵ_{∞} имеют резкие пики вблизи точки Кюри, можно было ожидать подобного же температурного хода и для показателя преломления. Действительно, оказалось²⁹, что зависимость показателя преломления от температуры имеет максимум в точке Кюри (рис. 16). С другой стороны, можно ожидать, что энергия активации E , определяющая температурную зависимость электропроводности по формуле

$$\sigma = A(T) \cdot e^{-\frac{E}{2kT}},$$

должна изменяться в точке Кюри, где происходит изменение типа решетки.

Соответствующая экспериментальная кривая подтверждает, как будто бы, эти соображения (рис. 17).

Согласно данным Еремеева и Курчатова²⁸ энергия активации E ниже точки Кюри равна 1,75 eV. Вблизи же точки Кюри энергия активации уменьшается до $E = 1,15$ eV, а затем снова возрастает.

Аналогичные результаты были получены в Днепропетровском университете Е. В. Синяковым³⁰ на поликристаллических образцах BaTiO_3 . Однако, так как подобные же изломы в кривой логарифма электропроводности в зависимости от обратной температуры были получены им и для образцов CaTiO_3 , BeTiO_3 , ZnTiO_3 и MgTiO_3 , не имеющих фазового перехода и не обладающих сегнетоэлектрическими свойствами, то появление излома кривой автор связал с влиянием примесей.

Повидимому, в случае монокристалла количество примесей является также довольно значительным и влияние их на температурную зависимость электропроводности требует дополнительного изучения.

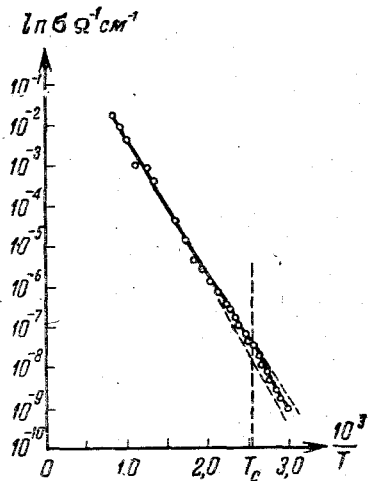


Рис. 17. Зависимость логарифма электропроводности монокристалла от обратной температуры.

IV. ПЬЕЗОЭФФЕКТ ТИТАНАТА БАРИЯ

а) Пьезоэффект монокристалла

Несмотря на относительно большое количество работ, посвящённых свойствам монокристаллов BaTiO_3 , полных количественных данных о пьезоэффекте монокристаллов до сих пор нигде не опубликовано. Собственная частота резонанса пьезоэлектрически возбуждаемой пластинки из монокристалла BaTiO_3 имеет два резких минимума при обоих нижних максимумах диэлектрической проницаемости ($+5$ и -70°C)²¹, что свидетельствует, по мнению авторов, о наличии некоего перехода при этих температурах. С другой стороны, при подходе к точке Кюри не заметно никакого уменьшения резонансной частоты, но в самой точке Кюри её установить вообще нельзя, так что, согласно этим исследованиям, кристалл скачком переходит в непьезоэлектрическое состояние²⁵.

При попытках количественной оценки пьезоэффекта монокристалла серьёзной помехой является разбиение кристалла на области различного направления спонтанной поляризации, вследствие чего результаты не могут быть однозначны, а представляют собой суперпозицию квадратичного и линейного пьезоэффекта²⁵. Согласно той же работе модуль линейного пьезоэффекта в направлении полярной оси, по крайней мере, на один порядок больше аномального модуля d_{14} сегнетовой соли.

б) Пьезоэффект поляризованных поликристаллических образцов

Поликристаллические образцы в нормальном состоянии не имеют пьезоэффекта, что связано с хаотическим распределением полярных осей отдельных кристалликов в образце. Пьезоэффект поляризованных образцов был обнаружен впервые автором настоящего обзора при исследовании диэлектрического гистерезиса и явлений последействия¹⁸.

В первых экспериментах наличие пьезоэффекта констатировалось по максимумам в частотном ходе потерь и характерному ходу ёмкости вблизи собственной частоты резонанса образцов. Количественные измерения пьезоэффекта в динамическом режиме производились впоследствии непосредственно по частотной зависимости тока через образец.

Кроме этого, были произведены и измерения пьезоэффекта в статическом режиме испытаний посредством измерения заряда, возникающего на образце при его сжатии.

В этих исследованиях было показано²², что пьезомодуль поляризованных образцов зависит как по величине, так и по стабильности во времени, от напряжённости и длительности приложения поляризующего поля. Величина пьезомодуля падает после удаления поляризующего поля довольно быстро в первые дни, а затем медленно.

приближаясь к стабильной величине, составляющей от 50 до 80% от первоначальной, в зависимости от технологии изготовления и состава образцов.

После этого первоначального падения величина пьезомодуля остаётся неизменной, что наблюдалось в течение промежутка времени, превышающего год. Величина пьезомодуля достигает насыщения, а зависимость от времени имеет только что описанный характер после поляризации полем напряжённости в 20 — 25 кВ/см в течение часа.

в) Статические испытания пьезоэлементов $d \cdot 10^6$ эл. ст. ед

Полученные вышеописанным методом синтетические пьезоэлементы испытывались и в статическом режиме. Статические испытания заключались в измерении заряда, возникающего на обкладках образца при механическом его сжатии. Было показано, что значения пьезомодуля таких образцов при сжатии в направлении предшествующей поляризации и в перпендикулярном направлении различаются между собой (в обоих случаях измерялся заряд на обкладках в направлении поляризации). Именно, оказалось, что пьезомодуль в направлении предшествующей поляризации (который может быть назван модулем d_{11}) равен для образцов одного сорта $3,2 \cdot 10^{-6}$ эл. ст. ед., а пьезомодуль в перпендикулярном направлении (модуль d_{12}) равен $1,4 \cdot 10^{-6}$ эл. ст. ед., т.е. более чем в два раза меньше.

Была предпринята попытка изучения температурного хода пьезомодуля d_{11} . Результаты, полученные с одним из образцов, приведены на рис. 18 вместе с кривой диэлектрической проницаемости в зависимости от температуры.

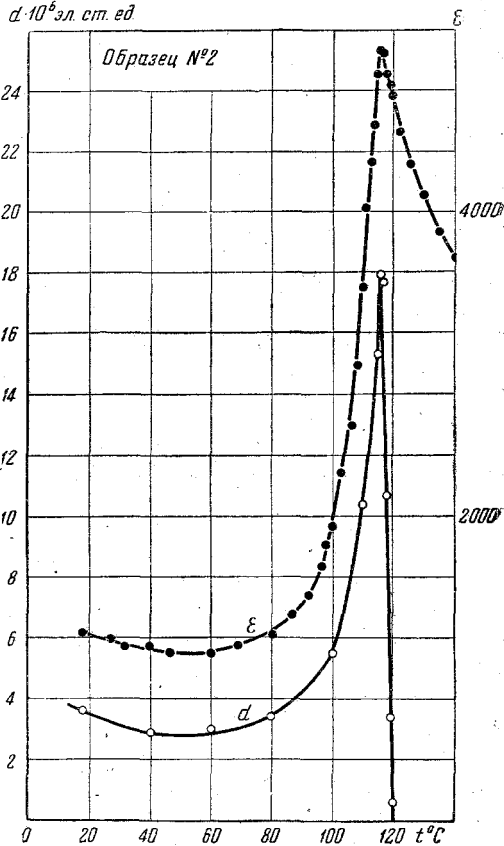


Рис. 18. Температурный ход пьезомодуля и диэлектрической проницаемости, [полученный статическим методом.

г) Пьезоэлектрические колебания брусков.

Наиболее просто пьезоэлектрические свойства в динамическом режиме могут быть изучены на длинных тонких и узких брусках, в которых возбуждены продольные колебания сжатия. При надлежащем выборе размеров и способа закрепления образца можно избежать возбуждения других типов колебаний и взаимодействия их с изучаемым, что может исказить результаты. Для возбуждения продольных колебаний бруски закреплялись посредине в специальном ножевом зажиме.

Как известно, собственная резонансная частота такого бруска определяется формулой

$$f_R = \frac{1}{2l} \sqrt{E/\rho} = \frac{1}{2l} v,$$

где l — длина бруска, E — модуль Юнга, ρ — плотность, v — скорость распространения механических колебаний. Отсюда следует, что $2f_R l = v = \text{const}$.

В наших экспериментах было найдено, что скорость распространения колебаний сохраняется постоянной с точностью до 1% при изменении длины брусков от 25 мм до 5 мм и равной $4,3 \cdot 10^5$ см/сек.

При значении плотности ρ , равной $6,2$ г/см³, модуль Юнга, по полученным данным, равен $1,15 \cdot 10^{12}$ дин/см².

Так как измерения³³ производились на образцах с обкладками, то полученное значение соответствует модулю Юнга в отсутствие электрического поля E_s .

Величина пьезоэлектрического модуля может быть подсчитана, если известна разность частот резонанса и антирезонанса $\Delta f = f_A - f_R$ и диэлектрическая проницаемость ϵ :

$$d^2 = \frac{\pi}{64\rho l^2} \cdot \frac{\Delta f}{f_R^3} \epsilon.$$

Частоты резонанса и антирезонанса определялись по частотной зависимости тока сквозь образец. Кривые для одного из образцов приведены на рис. 19. Для образцов, изготовленных различными технологическими методами и различного состава, величина пьезомодуля для продольных колебаний d_{12} лежала между $2,5 \cdot 10^{-6}$ и $1,3 \cdot 10^{-6}$ эл. ст. ед., причём разброс значений для различных образцов одного типа не превышал 10%. Измерения в динамическом режиме толщинного эффекта (модуля d_{11}) дали результаты, совпадающие с результатами статических измерений, т. е. что модуль $d_{11} \approx 2d_{12}$.

Кроме продольных и толщинных колебаний брусков, предварительному исследованию были подвергнуты радиальные колебания дисков. В этом случае пьезомодуль имеет промежуточное значение между d_{11} и d_{12} , а произведение из частоты резонанса на радиус сохраняется постоянным.

Из полученных результатов видно, что исследуемый материал может с успехом использоваться в пьезопреобразователях, чувстви-

тельность которых определяется пьезомодулем d . Такими преобразователями являются пьезотелефон и пьезогромкоговоритель, которые работают в режиме короткого замыкания. Пьезомодуль титаната бария d_{12} (и тем более $d_{11} \approx 2d_{12}$) имеет тот же порядок, что

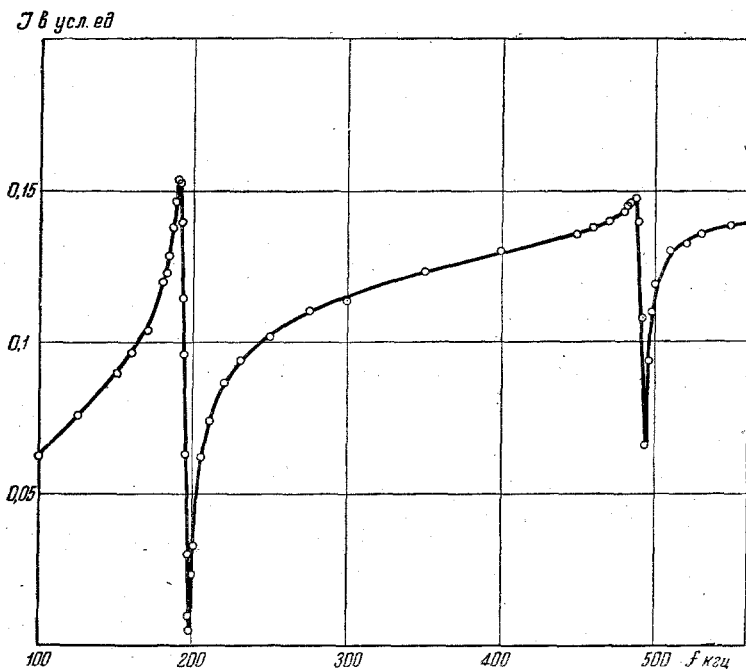


Рис. 19. Кривая тока через образец в зависимости от частоты вблизи собственной частоты резонанса образца.

и аномальный модуль d_{14} сегнетовой соли и примерно в 100 раз больше модуля кварца.

Добротность исследованных пьезорезонаторов сильно зависит от метода закрепления. В упомянутых выше ножевых зажимах добротность брусков при продольных колебаниях составляла около 300.

Во время проведения этих исследований появился ряд работ, посвященных исследованию пьезоэлектрических свойств поляризованных образцов поликристаллического титаната бария⁸⁴. Результаты в основных чертах совпадают с вышеописанными, за исключением малых численных расхождений за счёт некоторых различий технологии изготовления и степени чистоты образцов. Единственным существенно новым явлением, упомянутым в этих исследованиях, является открытие колебаний сдвига образцов при наложении высокочастотного поля в направлении, перпендикулярном к направлению предшествующей поляризации.

V. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ТИТАНАТА БАРИЯ

Высокая диэлектрическая проницаемость титаната бария при сравнительной простоте и дешевизне изготовления керамических конденсаторов из него дает основание для использования его в блокировочных малогабаритных конденсаторах больших ёмкостей и вообще во всех тех случаях, когда важна большая ёмкость и нет жёстких требований к температурной стабильности её.

Значительно более интересным является использование титаната бария как нелинейного элемента. Начало такого применения титаната бария положил проф. В. П. Вологдин⁸⁵, который построил с его помощью умножитель частот. Принцип действия этого умножителя заключается в том, что из-за нелинейности зависимости ёмкости конденсатора из титаната бария от напряжения при подаче на него синусоидального напряжения ток будет содержать высшие гармоники, которые могут быть выделены.

Так как нелинейность зависимости ёмкости от напряжения сохраняется до весьма высоких частот ($\sim 10^7$ гц), то такой метод умножения частот может быть применён в радиотехнике.

Зависимость ёмкости конденсатора из титаната бария на высокой частоте от одновременно приложенного постоянного напряжения сдвига («реверсивная диэлектрическая проницаемость», см. выше) позволяет использовать эти конденсаторы для генераторов переменной частоты (телевидения) и для модуляции частоты.

Большой пьезоэффект поляризованных образцов титаната бария при хорошей его стабильности и независимости от температуры в широком интервале температур, а также их большая механическая прочность, дают основание полагать, что такие пьезоэлементы в самом близком будущем найдут широкое применение.

Кроме указанных положительных качеств синтетических пьезоэлементов, у них имеется ещё целый ряд преимуществ над естественными пьезокристаллами. К числу их надо отнести то обстоятельство, что пьезоколебания различных типов и с различными модулями получаются здесь не различным ориентированным выпиливанием пьезорезонатора из куска кристалла, а значительно проще — различным направлением приложения переменного напряжения относительно направления поляризации постоянным напряжением. При этом легко получить пьезорезонаторы таких типов колебаний, которые вообще не могут быть изготовлены из естественных кристаллов (например, диски, цилиндры, шары и части шара с радиальными колебаниями).

Пьезоэлементы из титаната бария могут быть с успехом применены для изготовления пьезотелефона и пьезогромкоговорителя, индикатора давления, пьезоадаптера и т. п.

Из приведённого далеко не полного списка возможных применений титаната бария следует, что он должен найти широкое применение.

в самых различных отраслях электронной техники и радиотехники. Нам кажется, что наши отраслевые институты должны широко развернуть работу по конструированию различных конкретных видов приборов и оборудования на основе использования аномальных свойств титаната бария, впервые открытых и исследованных в нашей стране.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Курчатов, Сегнетоэлектрики, ГТТИ (1933).
2. G. Busch, *Helv. Phys. Acta* **11**, 269 (1938).
3. Б. М. Вул и И. М. Гольдман, *ДАН* **46**, 154 (1945).
4. Б. М. Вул и Л. Ф. Верещагин, *ДАН* **48**, 662 (1945).
5. Б. М. Вул, *Электричество* **3**, 12 (1946).
6. Б. М. Вул и И. М. Гольдман, *ДАН* **60**, 41 (1948).
7. H. D. Megaw, *Proc. Phys. Soc.* **58**, 133 (1946).
8. B. Matthias, *Phys. Rev.* **73**, 808 (1948).
9. H. Kay and R. Rhodes, *Nature* **160**, 126 (1947).
10. H. Blattner, H. Grünicher, W. König, W. Merz, *Helv. Phys. Acta* **21**, 341 (1948).
11. Б. М. Вул и И. М. Гольдман, *ДАН* **64**, 179 (1945).
12. П. Новосильцев и А. Холаков, *ЖТФ* **17**, 651 (1947).
13. Д. И. Маш, *ЖЭТФ* **17**, 537 (1947).
14. J. Powles, *Nature* **162**, 614 (1948).
15. Б. М. Вул и И. М. Гольдман, *ДАН* **57**, 21 (1946).
16. A. Bretteville, *J. of Amer. Ceramic Soc.* **29**, 303 (1946); *Phys. Rev.* **73**, 807 (1948).
17. S. Roberts, *Phys. Rev.* **71**, 891 (1947).
18. А. Ржанов, *ЖЭТФ*, печатается.
19. J. Hulm, *Nature* **160**, 127 (1947).
20. П. П. Кобеко, *ЖЭТФ*, **1**, 228 (1931).
21. A. Hippel, R. Breckenridge, *Tisza, Laszlo, Ind. and Eng. Chem.* **82**, № 11 (1946).
22. M. Harwood, Popper and Rushman, *Nature* **160**, 58 (1947).
23. М. Еремеев и Б. Курчатов, *ЖЭТФ*, **2**, 329 (1932).
24. J. Powles, *Nature* **162**, 655 (1948).
25. B. Matthias and A. Hippel, *Phys. Rev.* **73**, 1378 (1948).
26. G. Danielson, B. Matthias, J. Richardson, *Phys. Rev.* **74**, 986, (1948).
27. W. Merz, *Phys. Rev.* **75**, 687 (1949).
28. H. Blattner, W. Merz, *Helv. Phys. Acta* **21**, 210 (1948).
29. G. Busch, H. Flury, W. Merz, *Helv. Phys. Acta* **21**, 212 (1948).
30. Е. В. Сияков, Диссертация. Днепропетровский государственный университет, 1948 г.
31. H. Blattner, B. Matthias, W. Merz, P. Sherrer, *Experientia* **3**, 148 (1947).
32. А. Ржанов, *ЖЭТФ*.
33. А. Харкевич, Теория преобразователей, Госэнергоиздат, 1948 г.
34. W. Mason, *Phys. Rev.* **74**, 1134 (1948).
35. В. П. Вологдин, *Электричество* **8**, 28 (1946).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ТЕОРИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

В. Л. Гинзбург

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	490
1. Теория сегнетоэлектрических явлений без учёта анизотропии и напряжений	493
2. Случай фазового перехода, близкого к критической точке Кюри	500
3. Анизотропия диэлектрических свойств и пьезоэффект в титанате бария	503
4. Свойства сегнетовой соли	511
5. Пироэлектрики, сегнетоэлектрики и ферромагнетики	515

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно уже довольно большое количество кристаллов, обладающих аномальными диэлектрическими свойствами и называемых сегнетоэлектриками или ферроэлектриками. Это последнее название, применяемое главным образом в иностранной литературе, отражает тот факт, что вещества рассматриваемого класса являются электрическими аналогами ферромагнетиков. Однако, поскольку ни одно из этих веществ не содержит железа, мы будем пользоваться термином сегнетоэлектрик, связанным с первым обнаруженным представителем подобных кристаллов — сегнетовой солью. Помимо сегнетовой соли $\text{NaKC}_2\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, подробно изученной И. В. Курчатовым, П. П. Кобеко и др.¹, сегнетоэлектриками являются KN_2PO_4 , KN_2AsO_4 , те же дейтерозамещённые соли (например, KD_2PO_4), некоторые смешанные кристаллы¹ и, наконец, титанат бария (BaTiO_3), сегнетоэлектрические свойства которого были открыты Б. М. Вулом и И. М. Гольдман² совсем недавно.

Отличительной особенностью сегнетоэлектриков является существование некоторой температуры θ , называемой температурой Кюри, выше которой поляризация в слабом поле линейна с полем, т. е.

УНЧ

$P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E = \chi E$, но восприимчивость χ подчиняется закону Кюри-Вейсса:

$$\chi = \frac{\text{const}}{T - \Theta}.$$

В случае сегнетовой соли имеются две точки Кюри: верхняя Θ_h и нижняя Θ_l . Выше точки Кюри (или в случае сегнетовой соли при $T > \Theta_h$ и $T < \Theta_l$) при равном нулю поле E поляризация в кристалле равна нулю. Ниже точки Кюри (или для сегнетовой соли при $\Theta_l < T < \Theta_h$), напротив, кристалл обладает спонтанной поляризацией P_0 , т. е. его поляризация отлична от нуля и в поле, равном нулю. В точке (или точках) Кюри имеет, таким образом, место фазовый переход из непироэлектрического кристалла в пироэлектрический, причём пироэлектрическим мы называем любой кристалл с $P_0 \neq 0$. Область температур, где в сегнетоэлектрике $P_0 \neq 0$ называется сегнетоэлектрической областью (ниже для краткости мы обычно будем предполагать, что сегнетоэлектрической является вся область температур T , меньших температуры Кюри Θ , как это имеет место во всех случаях, кроме сегнетовой соли). В сегнетоэлектрической области поляризация, даже в относительно слабых полях, нелинейно зависит от напряжённости электрического поля, и наблюдается гистерезис. Вообще поведение сегнетоэлектриков в этой области аналогично поведению ферромагнетиков ниже точки Кюри. В частности, свободный (т. е., например, не находящийся в конденсаторе) сегнетоэлектрический кристалл, так же как ферромагнетик, распадается на области (домены) спонтанной поляризации таким образом, что средняя поляризация во всём кристалле равна нулю.

Это разбиение обусловлено наличием границ и вызвано тем, что в отсутствие разбиения на домены на поверхности кристалла появляются связанные электрические заряды, являющиеся источниками электрического поля внутри и вне кристалла. Наличие этого поля и приводит к тому, что неразбиение на домены, вообще говоря, энергетически невыгодно. Однако наблюдающееся разбиение на домены можно в известной мере считать вторичным эффектом, а в некоторых условиях оно вообще не должно иметь места (разбиение не должно наблюдаться при помещении сегнетоэлектрика в конденсатор; см. раздел 1). В силу сказанного при рассмотрении ряда важных вопросов (например, таких как температурная зависимость спонтанной поляризации) от разбиения сегнетоэлектрика на домены можно отвлечься. Как будет показано далее, для того чтобы наблюдались все типичные для сегнетоэлектриков явления, необходимо, чтобы фазовый переход, имеющий место в точке Кюри, был переходом 2-го рода или переходом 1-го рода, но близким к так называемой критической точке Кюри, отделяющей на p, T -диаграмме линию точек Кюри, т. е. точек, в которых имеет место переход 2-го рода, от линии фазовых переходов 1-го рода³.

Температуры Кюри для известных сегнетоэлектриков приведены в таблице.

В случае титаната бария температура Θ указана в широких пределах, так как её значение довольно сильно меняется в зависимости от наличия примесей и, возможно, под влиянием других факторов (напряжения, неоднородности).

Температуры Кюри для сегнетоэлектриков

Вещество	Температура Кюри	
	в градусах Кельвина	в градусах Цельсия
Сегнетова соль $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	$\Theta_h = 297$ $\Theta_l = 255$	+ 24 — 18
KN_2PO_4	122	— 151
KD_2PO_4	213	— 60
KH_2AsO_4	96	— 177
BaTiO_3	$\sim 350 \div 390$	80—120

Максимальная спонтанная поляризация в случае сегнетовой соли наблюдается при температуре 3°C и равна $P_{0,\text{max}} = 735$ CGSE единиц. Для сегнетоэлектриков с одной точкой Кюри поляризация максимальна, по видимому, при $T = 0^*$); впрочем, при температурах, на несколько десятков градусов меньших Θ , поляризация меняется слабо, и соответствующее значение P_0 близко к максимальному. Для KN_2PO_4 , $P_{0,\text{max}} = 1,41 \cdot 10^4$, для других веществ этого типа значение $P_{0,\text{max}}$ того же порядка; для BaTiO_3 $P_{0,\text{max}} \simeq 5 \cdot 10^4$.

Приводить и обсуждать экспериментальные данные мы здесь сколько-нибудь подробно не будем, отсылая к книге Кэди⁴ и, в отношении BaTiO_3 , к обзору А. В. Ржанова⁵. Целью же настоящей статьи является в первую очередь изложение феноменологической (термодинамической) теории сегнетоэлектрических явлений, основанное на работах^{6,7}. При этом основное внимание уделено общим вопросам и случаю титаната бария. Коснуться с достаточной полнотой очень важного

*) Мы отвлекаемся здесь от того факта, что при температурах около $+5^\circ$ и -70°C в титанате бария происходят фазовые превращения, которые, однако, не связаны с исчезновением спонтанной поляризации, т. е. имеют место в пределах пироэлектрической модификации. Эти переходы являются, быть может, переходами 1-го рода (в пользу этого предположения говорит имеющее, по видимому, место наличие переохлаждения и перегрева, а также скачка ϵ ; см. W. Meitz, Phys. Rev. 75, 687 (1949)) и, вероятно, связаны с изменениями величины вектора спонтанной поляризации и его ориентации относительно осей решётки.

Это тем
Мур. Арх.
18, V 26, 1949

случая сегнетовой соли автор не имел возможности, так как не занимался этим вопросом (см., однако, раздел 4; свойства сегнетовой соли в отличие от свойств BaTiO_3 подробно обсуждаются в⁴). По той же причине не освещены вопросы, связанные с микроскопической (молекулярной) теорией сегнетоэлектриков и, таким образом, настоящая статья не претендует на полноту.

Заканчивая это введение, подчеркнём ещё раз большой удельный вес и руководящую роль работ и открытий советских авторов в области изучения сегнетоэлектрических явлений (работы И. В. Курчатова, Б. М. Вула и ряда других авторов; см. цитированные работы советских авторов и содержащиеся в них ссылки на литературу).

1. ТЕОРИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ БЕЗ УЧЁТА АНИЗОТРОПИИ И НАПРЯЖЕНИЙ⁶

Выше было указано, что основной, определяющей особенностью сегнетоэлектриков является наличие точки Кюри—точки фазового перехода 2-го рода из непироэлектрической модификации в пироэлектрическую. Для того чтобы убедиться в справедливости этого утверждения и, главное, получить ряд важных соотношений, рассмотрим поведение кристалла вблизи точки пироэлектрического фазового перехода 2-го рода. При этом предположим, что механические напряжения отсутствуют и анизотропией диэлектрических свойств можно пренебречь. Точнее, будем считать, что поляризация и электрическое поле параллельны, что может иметь место как в случае изотропии, так и в значительно более интересном случае, когда мы интересуемся только поляризацией и полем, направленными по сегнетоэлектрической оси—оси спонтанной поляризации кристалла. Для всех известных сегнетоэлектриков, кроме BaTiO_3 , имеется лишь одна сегнетоэлектрическая ось, выделенная ещё выше точки Кюри. Для таких веществ указанный случай поляризации по оси только и имеет существенное значение.

При сделанных предположениях состояние тела помимо температуры T и давления p характеризуется одним параметром—поляризацией P . При отсутствии электрического поля E спонтанная поляризация P_0 может быть выбрана в качестве того параметра ξ , который фигурирует в общей теории фазовых переходов 2-го рода⁸, равен нулю в неупорядоченном (непироэлектрическом) состоянии и отличен от нуля в упорядоченном (пироэлектрическом) состоянии.

В случае перехода 2-го рода в точке Кюри, по определению, $P_0 = 0$ и, следовательно, вблизи этой точки термодинамический потенциал Φ можно, вообще говоря, разложить в ряд по степеням P_0 и ограничиться лишь первыми существенными членами этого ряда; поскольку при замене P_0 на $-P_0$ значение Φ измениться не может (в силу полной равноправности обоих взаимопротивоположных направлений, параллельных сегнетоэлектрической оси), потенциал должен быть функцией

лишь P_0^2 , а не P_0 . Мы напишем соответствующее разложение, сразу допуская также наличие электрического поля E :

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha P^2 + \frac{\beta}{2} P^4 - EP, \quad (1)$$

где Φ_0 , α , β — функции давления p и температуры T .

В (1) независимыми переменными являются p , T и E ; если в качестве независимых переменных выбрать p , T и P , то роль потенциала Φ играет другой потенциал (свободная энергия)

$$F = \Phi + EP. \quad (2)$$

При $E = 0$ потенциалы Φ и F равны друг другу. Далее, как известно,

$$E = \frac{\partial F}{\partial P}, \quad P = - \frac{\partial \Phi}{\partial E}. \quad (3)$$

Рассмотрим вначале случай, когда поле E равно нулю, т. е. $P = P_0$. В состоянии равновесия потенциал Φ при заданных E и T должен быть минимален, т. е.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P^2} > 0.$$

Первое из этих условий или использование одной из формул (3) приводит при $E = 0$ к уравнению $\alpha P_0 + \beta P_0^3 = 0$, которое имеет решения:

$$P_0 = 0, \quad (4a)$$

$$P_0^2 = - \frac{\alpha}{\beta}. \quad (4б)$$

Из условия

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P^2} = 2\alpha + 6\beta P_0^2 > 0$$

явствует, что решение (4a) соответствует состоянию равновесия, если $\alpha > 0$. Выше точки Кюри, т. е. при $T > \Theta$, спонтанная поляризация в сегнетоэлектрике как раз и должна равняться нулю и, таким образом, ясно, что при $T > \Theta$ $\alpha > 0$. Ниже точки Кюри, где $P_0 \neq 0$, решение (4a) не должно отвечать минимуму Φ и, следовательно, при $T < \Theta$ $\alpha < 0$. В самой точке Кюри, таким образом,

$$\alpha(T = \Theta) \equiv \alpha_\Theta = 0. \quad (5)$$

Ниже точки Кюри, где $\alpha < 0$, минимуму Φ отвечает решение (4б), причём, поскольку $P_0^2 > 0$, коэффициент β должен быть положительным. Вблизи точки Кюри можно считать, что

$$\beta(T) = \beta(\Theta) \equiv \beta_\Theta > 0 \quad (6)$$

и

$$\alpha(T) = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{T=\Theta} (T - \Theta) \equiv \alpha'_\Theta (T - \Theta), \quad (7)$$

где $\alpha'_\Theta > 0$.

Разложение (1) пригодно только вблизи точки Кюри, так как при удалении от этой точки нужно учитывать члены, пропорциональные P_0^6 , P_0^8 и т. д. Необходимость сохранить в (1) член порядка P_0^4 связана, очевидно, с обращением в точке Кюри в нуль коэффициента α . Учитывая (46) и (7), вблизи точки Кюри имеем

$$\left. \begin{aligned} P_0^2(T) &= \frac{\alpha'_\Theta (\Theta - T)}{\beta_\Theta}, \\ T &\leq \Theta. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Энтропия упорядоченной (пироэлектрической) фазы вблизи точки Кюри равна

$$S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = S_0 - P_0^2 \alpha'_\Theta = S_0 + \frac{(\alpha'_\Theta)^2}{\beta_\Theta} (T - \Theta), \quad (9)$$

где $S_0 = \sqrt{\frac{\partial \Phi_0}{\partial T}}$ — энтропия неупорядоченной (непироэлектрической) фазы. При $T = \Theta$ $S = S_0$ и, как это должно быть при переходе 2-го рода, скрытая теплота перехода равна нулю. В точке Кюри имеет, однако, место скачок теплоёмкости

$$\Delta c_\Theta = \frac{\Theta}{\beta_\Theta} (\alpha'_\Theta)^2, \quad (10)$$

где

$$\Delta c_\Theta = c_p - c_{0p}, \quad c_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p, \quad c_{0p} = T \left(\frac{\partial S_0}{\partial T} \right)_p.$$

В пределах точности приведённых формул, не учитывающих наличие в (1) членов более высокого порядка, чем $\frac{\beta}{2} P_0^4$, разность теплоёмкостей Δc вблизи точки Кюри от T не зависит и равна выражению (10). Учитывая (8) и (10), можно написать

$$P_0^2(T) = \frac{\Delta c_\Theta}{\Theta \alpha'_\Theta} (\Theta - T), \quad (11)$$

т. е. исключить из (8) величину β_Θ , равную

$$\beta_\Theta = \frac{\Theta (\alpha'_\Theta)^2}{\Delta c_\Theta}. \quad (12)$$

Формула (11) имеет значение потому, что все входящие в неё величины α'_Θ , Δc_Θ и P_0^2 могут быть измерены независимо друг от друга. Так Δc_Θ определяется калориметрически, P_0^2 можно определить по заряду конденсатора с сегнетоэлектриком (см. ниже) и α'_Θ определяется из измерений диэлектрической постоянной, к вычислению которой мы переходим.

Полагая в (1) поле E не равным нулю, с помощью соотношения (3) находим

$$2 \alpha P + 2 \beta P^3 = E. \quad (13)$$

Поляризация P при наличии поля может быть представлена в виде суммы спонтанной поляризации и индуцированной поляризации $P_{и}$:

$$P = P_0 + P_{и}; \quad (14)$$

по сути дела формула (14) определяет поляризацию $P_{и}$.

В достаточно слабом поле поляризация $P_{и}$, как это оправдывается дальнейшим расчётом, пропорциональна полю E :

$$P_{и} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E, \quad (15)$$

где коэффициент пропорциональности записан в виде $\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ в соответствии с обычным определением диэлектрической постоянной ε . Выше точки Кюри $P_0 = 0$ и в достаточно слабом поле всегда $2\alpha P = 2\alpha P_{и} = E$; таким образом, выше точки Кюри на любом от неё расстоянии

$$\varepsilon - 1 = \frac{2\pi}{\alpha(p, T)} \quad (T > \Theta). \quad (16)$$

Вблизи точки Кюри, учитывая (7) и пренебрегая единицей по сравнению с ε , получаем закон Кюри-Вейсса:

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\alpha'_{\Theta}(T - \Theta)} \quad (T > \Theta). \quad (17)$$

Ниже точки Кюри из (13) можно получить значение ε лишь вблизи от этой точки; используя (13), (14) и (15) и предполагая

$$P_{и} \ll P_0, \quad (18)$$

что в достаточно слабом поле всегда имеет место, находим

$$\varepsilon = - \frac{\pi}{\alpha'_{\Theta}(T - \Theta)} \quad (T < \Theta). \quad (19)$$

Поскольку в исходной формуле не учтены старшие члены порядка P^6 и т. д., выражение (19) для ε справедливо с точностью до постоянной $\varepsilon_0 \ll \varepsilon$ [по этой причине в (19) не имеет смысла писать вместо ε выражение $\varepsilon - 1$]. Из (17) и (19) ясно, что наклон прямой $1/\varepsilon(T)$ выше точки Кюри вдвое меньший, чем ниже этой точки («закон двойки»).

Полученные результаты (появление спонтанной поляризации, закон Кюри-Вейсса для ε , скачок теплоёмкости), отвечающие основным экспериментальным фактам, известным для сегнетоэлектриков, свидетельствуют о том, что исходная трактовка сегнетоэлектрического перехода как фазового перехода 2-го рода из непироэлектрической модификации в пироэлектрическую является правильной.

Стремление ε к бесконечности при приближении к точке Кюри физически вполне понятно. Вблизи точки Кюри решётка является «рыхлой» и уже при самом незначительном понижении температуры ниже температуры Θ возникает спонтанная поляризация P_0 . Понятно, что в этой области слабое внешнее электрическое поле также будет вызывать огромную поляризацию, т. е. значение ε в этой области температур должно быть очень велико, и при $T \rightarrow \Theta$ $\varepsilon \rightarrow \infty$.

Заметим, что в случае фазового перехода 2-го рода, не связанного с появлением пьезоэлектрической поляризации и характеризуемого некоторым параметром ξ , не имеющим отношения к поляризации, величина ϵ непрерывна, а $\frac{d\epsilon}{dT}$ испытывает скачок. В случае перехода 1-го рода испытывает скачок сама диэлектрическая постоянная ϵ .

Среди фазовых переходов 1-го рода особое место занимают переходы, близкие к переходам 2-го рода. Физически очевидно, что переход 1-го рода, очень близкий к переходу 2-го рода, т. е. лежащий вблизи от так называемой критической точки Кюри³, будет мало чем отличаться от перехода 2-го рода.

В этой связи, с точки зрения сегнетоэлектрических явлений, приобретают интерес фазовые переходы 1-го рода, близкие к переходам 2-го рода и связанные с появлением пьезоэлектрической поляризации. На этом случае, имеющем, повидимому, прямое отношение к сегнетоэлектрикам типа KN_2PO_4 , мы остановимся в § 2.

Вблизи точки Кюри, как ясно из (13) и сказанного, поляризация зависит от поля линейно только в весьма слабом поле. И если в обычных диэлектриках нелинейность поляризации в зависимости от поля не проявляется, так как раньше наступает пробой, то в сегнетоэлектриках это уже не так. Действительно, при любом поле E можно в принципе подойти к точке Кюри так близко, что нелинейность будет уже существенна, так как в (13) $\alpha_\theta = 0$ и $\beta = \beta_\theta > 0$. Согласно (13)

$$\frac{dP}{dE} = \frac{\epsilon_d}{4\pi} = \frac{1}{2\alpha + 6\beta P^2} = \frac{1}{2\alpha_\theta (T - \Theta) + 6\beta_\theta P^2}, \quad (20)$$

где производная берётся при постоянных температуре и давлении, и ϵ_d , по определению, есть дифференциальная диэлектрическая постоянная.

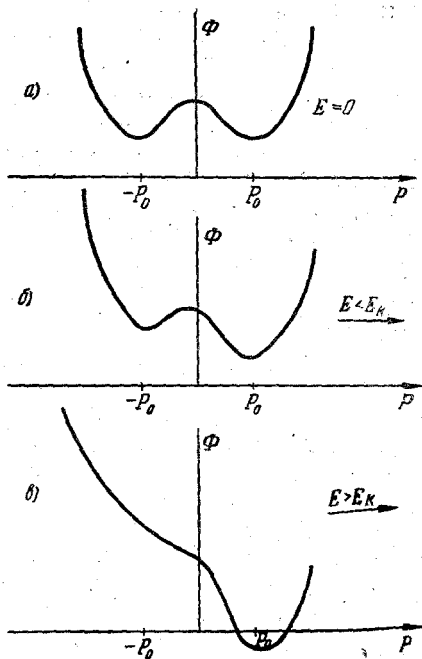


Рис. 1.

Пока нелинейность мала, т. е. с точностью до членов порядка E^2 включительно, выше точки Кюри, используя (20) и (15)—(17), имеем

$$\varepsilon_d = 4\pi \left(\frac{dP}{dE} \right) = \frac{2\pi}{\alpha'_\Theta (T - \Theta) + \frac{3\beta_\Theta E^2}{4(\alpha'_\Theta)^2 (T - \Theta)^2}}. \quad (21)$$

Разумеется, при $E \rightarrow 0$ формула (21) переходит в (17).

При $T < \Theta$ и отсутствии поля потенциал Φ как функция P имеет вид, схематически представленный на рис. 1, а. Кривая $\Phi(P)$ имеет два минимума, отвечающие спонтанной поляризации $\pm P_0$, т. е. поляризации $|P_0|$, направленной в одном из двух возможных взаимоположенных направлений. При наложении поля E кривая $\Phi(P)$ имеет только один абсолютный минимум, соответствующий поляризации, направленной по полю. При этом в не слишком сильных полях помимо этого абсолютного минимума имеется также относительный минимум, отвечающий поляризации, направленной против поля (рис. 1, б). Однако при некотором поле E_k этот второй минимум исчезает и, таким образом, при $E \geq E_k$ на кривой имеется вообще только один экстремум (минимум) (рис. 1, в). Используя формулу (13), легко видеть, что поле E_k равно (при $E = E_k$ уравнение (13) имеет кратный корень)

$$E_k = \frac{4}{3\beta_\Theta} |\alpha| \cdot |P_0| = 4\beta_\Theta \left[\frac{\alpha'_\Theta (\Theta - T)}{3\beta_\Theta} \right]^{3/2}, \quad (22)$$

где при переходе ко второму выражению использована формула (8).

До сих пор рассматривался монокристаллический однородно поляризованный сегнетоэлектрик. Фактически же всякий изолированный сегнетоэлектрический образец в состоянии равновесия и при отсутствии поля в среднем не поляризован, а разбивается на области (домены) спонтанной поляризации. Разбиение на области можно считать обусловленным ограниченностью образца и оно происходит по той же причине, что и разбиение на области ферромагнетиков. Дело в том, что если конечный образец поляризован, то на его поверхности имеются связанные электрические заряды, приводящие к появлению в окружающем образце пространстве электрического поля.

Энергия этого поля, плотность которой равна $\frac{E^2}{8\pi}$, прибавляется к полной свободной энергии образца, увеличивая её. Поэтому энергетически более выгодно разбиение образца на домены, в пределах каждого из которых поляризация однородна, но в разных доменах направлена различно, так что в среднем поляризация образца равна нулю. Поэтому, если отвлечься от полей рассеяния, возникающих на границах доменов, поле вне образца равно нулю. Размеры и конфигурация доменов в состоянии термодинамического равновесия определяются из условия минимальности полной свободной энергии тела, включающей его объёмную свободную энергию, поверхностную энергию на границах доменов и энергию электрического поля.

*У нас
свойства
меняет дело!*

Весьма существенно подчеркнуть, что разбиение сегнетоэлектрика на области можно, по крайней мере в принципе, устранить, помещая его в конденсатор. Действительно, рассмотрим сегнетоэлектрик, находящийся в плоском бесконечном конденсаторе, причём поляризация направлена перпендикулярно к пластинам конденсатора (рис. 2). На границах сегнетоэлектрика при этом имеются связанные заряды с плотностью $\sigma_{\text{связ}} = \pm P$. Если теперь зарядить обкладки конденсатора свободными зарядами с плотностью той же величины, но обратного знака, то, очевидно, плотность полного заряда будет равна нулю, а значит, как внутри конденсатора, так и вне его будет равняться нулю и поле E^*). Таким образом, в рассматриваемом случае $E=0$, $P=P_0$, и электрическая индукция $D=4\pi P_0$. Проведённое выше рассмотрение свойств сегнетоэлектриков относится непосредственно как раз к образцу, не распавшемуся на домены, т. е. помещённому в конденсатор и соответствующим образом «приготовленному». Если же образец разбит на домены, то влияние внешнего поля будет сказываться не только на изменении его «истинной» индуцированной поляризации, но и на изменении самой доменной структуры. Это изменение связано в первую очередь с ростом удельного веса доменов с поляризацией, направленной по полю за счёт доменов с противоположным направлением поляризации (для определённости мы здесь говорим о случае, когда имеются лишь домены указанных двух типов, что, вообще говоря, конечно, неверно). Поляризация сегнетоэлектриков в поле, связанная с переориентацией доменов и вообще изменением доменной структуры, соответствует процессу технического намагничивания в ферромагнетиках. Однако в то время как в ферромагнетиках процесс «истинного» (индуцированного) намагничивания (т. е. изменение намагниченности M в пределах домена под влиянием внешнего поля) обычно, по крайней мере в слабых полях, не играет никакой роли, в сегнетоэлектриках «истинная» поляризация и восприимчивость весьма существенны, так как соответствующее значение ϵ достигает многих тысяч. На этом различии мы ещё остановимся в разделе 5.

Поляризация сегнетоэлектриков, связанная с изменением доменной структуры, сопровождается обычно необратимыми процессами и приводит к гистерезису. Переориентация отдельных доменов в ряде слу-

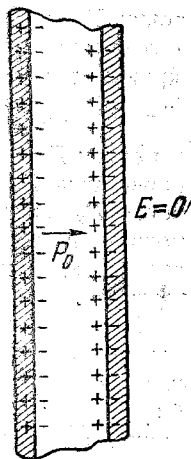


Рис. 2.

*) Для получения распределения зарядов, указанного на рис. 2, можно например, включить конденсатор в цепь некоторой э. д. с. при $T > \theta$. Последующее охлаждение приведёт к появлению поляризации, но поле E остаётся вне конденсатора равным нулю. Внешняя э. д. с. может после этого быть выключена, а конденсатор закорочен.

чаев происходит весьма резко и по своим проявлениям аналогична эффекту Баркгаузена в ферромагнетиках. Вопрос о характере разбиения сегнетоэлектриков на области и влиянии поля на доменную структуру относительно мало изучен экспериментально и не подвергался ещё теоретическому анализу, в силу чего мы лишены возможности остановиться на нём подробнее.

Заметим, что наличие большой индуцированной поляризации вблизи точки Кюри делает в этой области невозможным непосредственное, без специального анализа, определение спонтанной поляризации из кривых гистерезиса. В самом деле при $P_0 \sim 10^4$ и $\epsilon \sim 5 \cdot 10^3$ в поле $E \sim 10 = 3 \cdot 10^3 \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$, $P_{\text{и}} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \cdot E \sim 5 \cdot 10^3 \sim P_0$; на опыте же мы измеряем $P = P_0 + P_{\text{и}}$ и, таким образом, из одной кривой гистерезиса определить P_0 нельзя (не следует также забывать, что в действительности $P_{\text{и}}$ зависит от E , вообще говоря, нелинейно). Значение P_0 можно, в принципе, надёжно определить, измеряя заряд на конденсаторе, в котором находится неразбившийся на домены сегнетоэлектрик.

Проведённое выше рассмотрение истинной восприимчивости сегнетоэлектриков относилось к случаю термодинамического равновесия, т. е. во всяком случае к статическим полям. В переменном поле будет иметь место дисперсия, т. е. зависимость ϵ от частоты электрического поля ω . Поскольку сегнетоэлектрические свойства связаны с кристаллической решёткой, т. е. поляризация в сегнетоэлектрике обусловлена изменением положения ионов в решётке, в оптической области спектра значения $\epsilon = n^2$ (n — показатель преломления) для сегнетоэлектриков не должны быть аномально велики, что и наблюдается на опыте. Таким образом, в широком интервале частот дисперсия в сегнетоэлектриках колоссальна — от $\epsilon \sim 10^3 \rightarrow 10^4$ в статическом поле до $\epsilon \sim 1$ в оптической части спектра. Нахождение зависимости $\epsilon(\omega)$ является делом весьма сложным и требует детального анализа колебаний решётки. Некоторые соображения на этот счёт приведены в разделе 3.

2. СЛУЧАЙ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА, БЛИЗКОГО К КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ КЮРИ⁶

Как было уже упомянуто, в случае сегнетоэлектриков типа KN_2PO_4 имеет, по видимому, место не обычный переход 2-го рода, а либо переход 2-го рода, близкий к переходу 1-го рода, либо переход 1-го рода, близкий к переходу 2-го рода. Об этом свидетельствует очень резкое изменение теплоёмкости вблизи точки перехода, огромное значение измеряемого на опыте скачка теплоёмкости, равного $102 \frac{\text{кал.}}{\text{моль} \cdot \text{градус}}$ для KN_2PO_4 , а также ряд других факторов. Можно думать поэтому, что наблюдающаяся на опыте непрерывность перехода связана со вторичными причинами (напряжения, разбиение на

домены) и фактически переход связан с выделением скрытого тепла, а также скачком P_0 и ряда других величин.

Вместе с тем нужно подчеркнуть, что вещество будет обладать всеми типичными сегнетоэлектрическими свойствами лишь в том случае, если происходящий в нём переход 1-го рода, связанный с появлением спонтанной поляризации, близок к переходу 2-го рода. Это ясно из общих соображений (см., в частности, § 1) и вытекает из приводимого ниже рассмотрения сегнетоэлектрического перехода 1-го рода, близкого к переходу 2-го рода. Необходимо также иметь в виду, что фазовый переход 1-го рода, близкий к переходу 2-го рода, практически очень похож на переход 2-го рода, близкий к переходу 1-го рода. Поэтому оба эти случая целесообразно рассматривать одновременно.

Линия точек Кюри (точек переходов 2-го рода) может на p , T -диаграмме плавно переходить в линию фазовых переходов 1-го рода, причём точка, разделяющая переходы обоих типов, называется критической точкой Кюри. В критической точке Кюри, как следует из общей теории³, обращается в нуль не только коэффициент α , но и коэффициент β в разложении (1)*. Поэтому разложение (1) вблизи критической точки Кюри следует дополнить ещё одним членом, и оно принимает вид

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha P^2 + \frac{\beta}{2} P^4 + \frac{\gamma}{6} P^6 - EP, \quad (23)$$

где $\gamma > 0$.

Фазовые переходы 1-го рода, близкие к переходам 2-го рода, и переходы 2-го рода, близкие к переходам 1-го рода, расположены, очевидно, вблизи критической точки Кюри, которой отвечает некоторая температура Θ_c , при которой $\beta \equiv \beta_{\Theta_c} = 0$. Отсюда явствует, что при решении поставленной выше задачи нужно исходить из выражения (23).

Начнём со случая переходов 2-го рода, близких к критической точке Кюри. Рассмотрение здесь вполне аналогично проведённому в § 1, и поэтому мы не будем повторять соответствующие простые вычисления. Из условий минимальности Φ , т. е. условий $\frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0$ и $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P^2} > 0$, следует, что при $T > \Theta$, где $\alpha > 0$, $P_0 = 0$. При $T < \Theta$, где $\alpha < 0$ и, как и во всей области переходов 2-го рода, $\beta > 0$, имеем

$$P_0^2 = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 2\alpha\gamma}}{\gamma}. \quad (24)$$

Эта формула при $\gamma = 0$ переходит, разумеется, в (45) и кроме того позволяет заключить, что в (23) действительно нужно считать,

*) Для определённости мы сразу имеем в виду интересующий нас случай переходов пирозлектрической модификации в пирозлектрическую.

что $\gamma > 0$. В (24) можно положить $\alpha = \alpha_\Theta(T - \Theta)$ и $\gamma = \gamma_\Theta$; в отношении же величины β можно лишь заметить, что в непосредственной близости от критической точки Кюри $\beta = \beta'_{\Theta_c}(T - \Theta_c)$. Для энтропии ниже точки Кюри, как и в случае обычного перехода 2-го рода, остаётся справедливым выражение $S = S_0 - P_0^2 \alpha'_\Theta$ [см. (9)], из которого может быть получена формула для теплоёмкости упорядоченной (пироэлектрической) фазы $c_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$. При приближении к критической точке Кюри, как легко видеть из формул и ясно по сути дела, теплоёмкость c_p стремится к бесконечности. Пренебрегая величинами, остающимися конечными при $\Theta \rightarrow \Theta_c$, имеем

$$c_p = \frac{T (\alpha')^2}{\sqrt{\beta^2 - 2\alpha\gamma}}. \quad (25)$$

Введём температуру Θ_0 , при которой при данном давлении $\beta^2 - 2\alpha\gamma = 0$; в критической точке Кюри $\Theta_0 = \Theta_c$, так как в этой точке $\alpha = \beta = 0$. Разлагая подкоренное выражение в (25) в ряд по степеням $(T - \Theta_0)$ и ограничиваясь важнейшим членом, получаем

$$c_p = \sqrt{\frac{\Theta_c^2 (\alpha'_{\Theta_c})^2}{2\gamma_{\Theta_c} (\Theta_0 - T_0)}} = \frac{\text{const}}{\sqrt{(\Theta_0 - T)}}. \quad (26)$$

Выше точки Кюри в слабых полях попрежнему справедливы формулы (16) и (17). Ниже точки Кюри вместо формулы (19) имеем

$$\epsilon = - \frac{\pi}{2\alpha + \beta P_0^2} \quad (T < \Theta). \quad (27)$$

Перейдём к случаю перехода 1-го рода, близкого к переходу 2-го рода. В этом случае, как и вообще при пироэлектрическом переходе 1-го рода, поляризация P_0 изменяется скачком, а величины α и β в точке перехода Θ_1 в нуль не обращаются, хотя и могут быть весьма малы (в малости значений α и β и проявляется близость Θ_1 к критической точке Кюри Θ_c). При $T = \Theta_1$ обе фазы, упорядоченная (пироэлектрическая) и неупорядоченная (непироэлектрическая) находятся в равновесии и, таким образом, $\Phi(P^2 = P_0^2) = \Phi(P^2 = 0)$. Используя это условие, формулу (23) и требование минимальности $\frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0$, которое должно иметь место при $T \leq \Theta_1$, находим выражение для P_0^2 в точке перехода:

$$P_0^2 = - \frac{4\alpha}{\beta} \quad (T = \Theta_1). \quad (28)$$

Кроме того, при $T = \Theta_1$ должно соблюдаться соотношение $8\alpha\gamma = 3\beta^2$. Скрытая теплота перехода равна

$$q = \Theta_1 (S - S_0) = - \Theta_1 P_0^2 (\Theta_1) \alpha'_{\Theta_1}. \quad (29)$$

Практически весьма трудно отличить случай, когда имеется большой скачок, и вообще аномалия теплоёмкости, от случая, когда выделяется скрытое тепло перехода. Существенно поэтому указать, что если ввести в рассмотрение сумму $\int_T^{\theta_1} \Delta c dT - q = Q(T)$, то вблизи от точки перехода 1-го рода или точки Кюри (в этом случае $q = 0$ и $\theta_1 = \theta$):

$$P_0^2 = \frac{Q(T)}{\theta \alpha'_\theta} \quad (30)$$

Формула (16) остаётся попрежнему справедливой, но формула (17) уже не верна. Вблизи точки θ_1 можно положить $\alpha = \alpha_{\theta_1} + \alpha'_{\theta_1}(T - \theta_1)$ и, таким образом, вместо (17) имеем *)

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\alpha_{\theta_1} + \alpha'_{\theta_1}(T - \theta_1)} \quad (T > \theta_1). \quad (31)$$

При стремлении T к θ_1 со стороны больших температур (т. е. из области, где $P_0 = 0$) ε , как ясно из (31), стремится к значению $\varepsilon = \frac{2\pi}{\alpha_{\theta_1}}$. Значение ε при $T \rightarrow \theta_1$ со стороны меньших температур, где $P_0 \neq 0$, как легко показать, используя (28), равно

$$\varepsilon = \frac{\pi}{2\alpha_{\theta_1}} \quad (T = \theta_1). \quad (32)$$

Таким образом, скачок ε в точке перехода равен

$$\Delta\varepsilon = \frac{3\pi}{2\alpha_{\theta_1}}. \quad (33)$$

Из приведённых формул видно, что если значение α_{θ_1} мало, что как раз указывает на близость перехода к критической точке Кюри, диэлектрическая постоянная вблизи точки перехода велика и всё поведение вещества близко к имеющему место при переходе 2-го рода, рассмотренном в разделе 1.

3. АНИЗОТРОПИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ПЬЕЗОЭФФЕКТ В ТИТАНАТЕ БАРИЯ⁷

Теория сегнетоэлектрического перехода была развита выше в предположении, что поляризация происходит только по сегнетоэлектрической оси (оси, по которой направлена спонтанная поляризация). Подобный подход вполне оправдан в случае сегнетовой соли и веществ типа KN_3PO_4 , где указанная ось выделена ещё выше

*) Везде считаем, что $\varepsilon \gg 1$, и поэтому пишем ε вместо $\varepsilon - 1$.

точки Кюри, а диэлектрические свойства в перпендикулярных к этой оси направлениях не имеют аномальных особенностей. Напротив, такой сегнетоэлектрик, как титанат бария, выше точки Кюри относится к кубической системе и, следовательно, при $T > \Theta$ его диэлектрические свойства, по крайней мере в слабых полях, должны быть изотропны.

В результате при приближении к точке Кюри диэлектрическая постоянная ϵ должна стремиться к бесконечности как $\frac{1}{T-\Theta}$ при любой ориентации осей кристалла относительно внешнего поля. Из характера сегнетоэлектрического перехода ясно, далее, что и ниже точки Кюри свойства BaTiO_3 должны быть «аномальными» не только по сегнетоэлектрической оси, а во всех направлениях. Сказанное, а также желание учесть влияние напряжений, т. е. пьезоэффект, делает необходимым рассмотрение свойств монокристаллов титаната бария и родственных веществ вблизи точки Кюри с учётом анизотропии и упругих напряжений.

В случае произвольного кристалла его термодинамический потенциал вблизи точки Кюри при произвольной взаимной ориентации осей кристалла, поляризации электрического поля и напряжений можно представить в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha_{ik} P_i P_k + \beta_{iklm} P_i P_k P_l P_m + S_{iklm} \sigma_{ik} \tau_{lm} + \\ + \delta_{ikl} \tau_{ik} P_l + \gamma_{iklm} \tau_{ik} P_l P_m - E_i P_i, \quad (34)$$

где σ_{ik} — тензор напряжений, P_i — вектор поляризации, E_i — напряжённость электрического поля, и по дважды встречающимся индексам производится суммирование. Коэффициенты α , β , γ и δ зависят от температуры, причём в точке Кюри некоторые из коэффициентов α равны нулю.

Выражение (34) конкретизируется и, вообще говоря, существенно упрощается при учёте симметрии рассматриваемого кристалла. При этом в (34) нужно учитывать симметрию кристалла выше точки Кюри; обусловленное искажением решётки понижение симметрии при переходе в сегнетоэлектрическую область получается при этом автоматически. При значительном удалении от точки Кюри в сторону более низких температур разложение типа (34), обобщающее выражение (1), недостаточно, так как поляризация P_i велика и, вообще говоря, нельзя ограничиться разложением Φ с точностью до членов порядка P^4 .

В применении к титанату бария и родственным веществам решётку в (34) нужно считать кубической с центром симметрии и осями 4-го порядка (решётка типа перовскит). Поэтому, как известно, $\delta_{ikl} = 0$ (т. е. невозможен обычный пьезоэффект) и если за оси координат (оси x , y , z) выбрать оси куба, выражение (34)

приобретает вид

Стр. 5

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + \frac{\beta_1}{2} (P_x^4 + P_y^4 + P_z^4) + \beta_2 (P_x^2 P_y^2 + P_x^2 P_z^2 + P_y^2 P_z^2) + \frac{1}{2} S_{11} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2) + S_{12} (\sigma_{xx} \sigma_{yy} + \sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{yy} \sigma_{zz}) + \frac{S_{44}}{2} (\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xz}^2 + \sigma_{yz}^2) - \gamma_1 (\sigma_{xx} P_x^2 + \sigma_{yy} P_y^2 + \sigma_{zz} P_z^2) - \gamma_2 [\sigma_{xx} (P_y^2 + P_z^2) + \sigma_{yy} (P_x^2 + P_z^2) + \sigma_{zz} (P_x^2 + P_y^2)] - 2\gamma_3 (\sigma_{xy} P_x P_y + \sigma_{xz} P_x P_z + \sigma_{yz} P_y P_z) - (E_x P_x + E_y P_y + E_z P_z), \quad (35)$$

где коэффициенты S (модули упругости) записаны в общепринятом виде с двумя индексами, коэффициент α в (35) равен $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33}$ в (34) и т. д.; коэффициенты γ взяты в (35) со знаком минус для некоторого удобства в дальнейшем.

Если $\sigma_{ik} = 0$ и поляризация направлена по одной из осей куба, скажем оси z , то для Φ получается выражение (1), использованное в § 1.

Из требования минимальности потенциала Φ (т. е. равенства $\frac{\partial \Phi}{\partial P_i} = 0$) или по формуле $E_i = \frac{\partial (\Phi + E_i P_i)}{\partial P_i}$ сразу же получаем ($P_1 = P_x, P_2 = P_y, P_3 = P_z$ и т. п.):

$$\left. \begin{aligned} E_x &= 2 [(\alpha - \gamma_1 \sigma_{xx} - \gamma_2 \sigma_{yy} - \gamma_2 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_x^2 + \beta_2 (P_y^2 + P_z^2)] P_x - \\ &\quad - 2\gamma_3 (\sigma_{xy} P_y + \sigma_{xz} P_z), \\ E_y &= 2 [(\alpha - \gamma_2 \sigma_{xx} - \gamma_1 \sigma_{yy} - \gamma_2 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_y^2 + \beta_2 (P_x^2 + P_z^2)] P_y - \\ &\quad - 2\gamma_3 (\sigma_{xy} P_x + \sigma_{yz} P_z), \\ E_z &= 2 [(\alpha - \gamma_2 \sigma_{xx} - \gamma_2 \sigma_{yy} - \gamma_1 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_z^2 + \beta_2 (P_x^2 + P_y^2)] P_z - \\ &\quad - 2\gamma_3 (\sigma_{xz} P_x + \sigma_{yz} P_y). \end{aligned} \right\} (36)$$

Допустим вначале, что $E_i = \sigma_{ik} = 0$. Тогда уравнения (36) для P_i имеют три существенно различных решения:

$$P_x = P_y = P_z = 0, \quad (37.1)$$

$$P_x^2 = P_y^2 = 0, P_z^2 = P_0^2 = -\alpha/\beta_1, \quad (37.2)$$

$$P_{x0}^2 = P_{y0}^2 = P_{z0}^2 = -\frac{\alpha}{\beta_1 + 2\beta_2}; P_0^2 = -\frac{3\alpha}{\beta_1 + 2\beta_2}. \quad (37.3)$$

В (37.2) можно заменить ось z на оси x или y ; кроме того, возможны решения, отличающиеся знаками компонент P_{i0} .

В общем имеется шесть решений с поляризацией, направленной по осям куба [решения типа (37.2)] и восемь решений с поляризацией, направленной по диагоналям куба [решения (типа 37.3)]. Ника-

~~Есть еще решения типа $P_{x0}^2 = P_{y0}^2 = P_{z0}^2 = -\frac{\alpha}{\beta_1 + 2\beta_2}$ и т.п.~~

ких других решений, кроме (37.1—3), нет, за исключением случая вырождения (т. е. отсутствия анизотропии), когда $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, $P_0^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$ и поляризация может быть направлена как угодно. Ниже будет для определённости предполагаться, что вырождение места не имеет. Решения (37.1—3) обеспечивают экстремальность потенциала Φ ; нахождение решения, отвечающего случаю термодинамического равновесия, может быть произведено, если учесть, что в этом случае потенциал должен быть минимален, т. е. должны соблюдаться неравенства $\frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial P_i^2} > 0$. Если $\alpha > 0$, то при $\beta_1 > 0$ минимуму отвечает лишь решение (37.1), т. е. спонтанная поляризация невозможна. Поэтому, в согласии с общей теорией фазовых переходов 2-го рода, для существования сегнетоэлектрического перехода нужно, чтобы в некоторой точке (точке Кюри) коэффициент α обращался в нуль. Ниже точки Кюри, при $T < \Theta$, решение (37.1) отвечает максимуму, а не минимуму и реализуется одно из решений (37.2) или (37.3) со спонтанной поляризацией. На опыте титанат бария ниже точки Кюри обладает тетрагональной симметрией⁵, т. е. реализуется решение (37.2).

Предполагая для определённости, что оба решения (37.2) и (37.3) вообще возможны, т. е. $\beta_1 > 0$ и $\beta_1 + 2\beta_2 > 0$ (при невыполнении этих неравенств $P_0^2 < 0$, так как при $T < \Theta$ $\alpha < 0$), легко видеть, что решение (37.2) отвечает абсолютному минимуму Φ , если

$$\beta_2 > \beta_1. \quad (38)$$

Если же $\beta_2 < \beta_1$, то абсолютному минимуму отвечает решение (37.3), соответствующее ромбоэдрической структуре кристалла ниже точки Кюри.

В дальнейшем мы ограничимся исследованием решения (37.2) и примыкающих к нему при наличии электрического поля и напряжений. В слабом поле индуцированная часть поляризации $P_{i\alpha}$ пропорциональна полю, т. е. $P_{i\alpha} = P_i - P_{i0} = \frac{\epsilon_i - 1}{4\pi} E_i$, где P_i — полная поляризация, P_{i0} — спонтанная поляризация и ϵ_i — главные значения вводимого таким путём тензора диэлектрических постоянных.

Из (36) легко видеть, что выше точки Кюри

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \frac{\gamma\pi}{\alpha} = \frac{\gamma\pi}{\alpha_\Theta(T - \Theta)} \quad (T > \Theta), \quad (39)$$

где пишем ϵ вместо $\epsilon - 1$, так как $\epsilon \gg 1$.

Примем, что ниже точки Кюри спонтанная поляризация направлена по оси z и согласно (37.2) равна $P_{z0}^2 = -\frac{\alpha}{\beta_1}$.

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x = \epsilon_y &= \frac{2\pi}{\alpha (\beta_2/\beta_1 - 1)} = - \frac{2\pi}{\alpha'_\Theta (T - \Theta) (\beta_2/\beta_1 - 1)}, \\ \epsilon_z &= - \frac{\pi}{\alpha} = - \frac{\pi}{\alpha'_\Theta (T - \Theta)} \quad (T < \Theta). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Неравенство (38) обеспечивает, конечно, положительность величин $\epsilon_x = \epsilon_y$.

Индукцированная поляризация зависит от направления, и кристалл изотропен в этом отношении лишь при $\beta_2 = 3\beta_1$. В сильном поле, которое вблизи точки Кюри легко достижимо, поляризация зависит от поля нелинейно. При этом в сильном поле кристалл является в диэлектрическом отношении анизотропным даже выше точки Кюри; простая связь E с P имеет, как ясно из (36), место лишь для полей, направленных по осям куба — в этом случае $E = 2\alpha P + 2\beta_1 P^3$.

При наличии поляризации и напряжений в кристалле возникают деформации $u_{ik} = - \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ik}}$. Так, например,

$$\left. \begin{aligned} u_{xx} &= - \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{xx}} = \\ &= s_{11}\sigma_{xx} - s_{12}(\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) + \gamma_1 P_x^2 + \gamma_2 (P_y^2 + P_z^2). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Важно подчеркнуть, что в сегнетоэлектрической области деформации не равны нулю и при отсутствии напряжений и электрического поля, так как и в этом случае $P^2 = P_0^2 \neq 0$. Наличие таких спонтанных деформаций приводит к понижению симметрии решётки ниже точки Кюри.

Рассмотрим теперь пьезоэффект в титанате бария, т. е. появление индуцированной поляризации под влиянием напряжений. Эффект этот полностью отражён в уравнениях (36). Пусть, например, отлична от нуля лишь компонента напряжений σ_{zz} , а электрическое поле равно нулю. Тогда система (36) принимает вид

$$\left. \begin{aligned} [(\alpha - \gamma_2 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_x^2 + \beta_2 (P_y^2 + P_z^2)] P_x &= 0, \\ [(\alpha - \gamma_2 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_y^2 + \beta_2 (P_x^2 + P_z^2)] P_y &= 0, \\ [(\alpha - \gamma_1 \sigma_{zz}) + \beta_1 P_z^2 + \beta_2 (P_x^2 + P_y^2)] P_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Мы видим, что в применении к интересующему нас решению, отвечающему спонтанной поляризации, направленной по оси куба, напряжение приводит просто к смещению точки Кюри. Смещение это различно для поляризации кристалла по оси z , т. е. по направлению действия упругой силы, и по осям x, y .

В первом случае

$$P_z^2 = - \frac{(\alpha - \gamma_1 \sigma_{zz})}{\beta_1}, \quad P_x = P_y = 0; \quad (43)$$

во втором

$$\left. \begin{aligned} P_x^2 &= -\frac{(\alpha - \gamma_1^2 \sigma_{zz})}{\beta_1}, P_y = P_z = 0, \\ P_y^2 &= -\frac{(\alpha - \gamma_2^2 \sigma_{zz})}{\beta_1}, P_x = P_z = 0. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Указать знаки коэффициентов γ_1 и γ_2 мы не можем. При возникновении спонтанной поляризации кристалл должен, повидимому, в направлении этой поляризации расширяться; если это так, то $\gamma_1 > 0$.

Влияние напряжений можно характеризовать разностью $P_H = P - P_0$, где P_0 — спонтанная поляризация при отсутствии напряжений. Предполагая, что $\gamma_1 > 0$, в случае (43) имеем:

$$\left. \begin{aligned} T > \Theta: P_{zi} &= P_z = \sqrt{\frac{\gamma_1 \sigma_{zz} - \alpha}{\beta_1}}, \\ T < \Theta: P_{zi} &= -P_{z_0} + \sqrt{P_{z_0}^2 + \frac{\gamma_1 \sigma_{zz}}{\beta_1}}, \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

где Θ — температура точки Кюри при отсутствии напряжений. Поляризация P_{zi} максимальна в точке Кюри, где $\alpha = 0$, $P_0 = 0$ и $P_{zi} = \sqrt{\frac{\gamma_1 \sigma_{zz}}{\beta_1}}$. В некотором удалении от точки Кюри, где $P_{zi}^2 \ll P_{z_0}^2$,

$$P_{zi} = \frac{\gamma_1 \sigma_{zz}}{2\beta_1 P_{z_0}} = \frac{\gamma_1 \sigma_{zz}}{2\sqrt{\beta_1 \alpha'_\Theta} (\Theta - T)}. \quad (46)$$

В области, где справедлива формула (46), пьезополяризация пропорциональна напряжению σ_{zz} и пьезоэффект носит характер обычного линейного пьезоэффекта с эффективным пьезомодулем

$$d_{ef} = \frac{\gamma_1}{2\beta_1 P_{z_0}}. \quad (47)$$

Если напряжение действует в направлении, перпендикулярном к поляризации P_{z_0} , то в (47) нужно заменить γ_1 на γ_2 .

Как ясно из формулы (35), пьезоэффект в титанате бария связан не с членом, пропорциональным P , как это имеет место при обычном линейном пьезоэффекте, а с членами, пропорциональными P^2 в выражении для Φ . Поэтому пьезоэффект в титанате бария, несмотря на то, что в некоторых условиях он аналогичен линейному пьезоэффекту, можно назвать квадратичным пьезоэффектом или даже электрострикцией, так как этот эффект аналогичен магнетострикции в ферромагнетиках и в особенности в железе.

Всё сказанное выше относится, разумеется, к монокристаллам, и, точнее, даже к одной однородно поляризованной области (домену) монокристалла. На опыте же обычно имеют дело с поликристалли-

ческой керамикой BaTiO_3^2 , хотя монокристаллы также уже получены и начали изучаться⁵.

Построить вполне надёжную теорию для поликристаллов вряд ли возможно, и здесь можно надеяться лишь на рассмотрение предельных случаев или получение приближённых формул. Сложность задачи связана с тем, что неизбежные в поликристалле поля рассеяния весьма велики ($E \sim P_0 \sim 10^6 \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$) и в то же время вблизи точки Кюри постоянная ϵ также велика; кроме того, в поликристалле должны возникать напряжения, приводящие к дополнительным усложнениям из-за сильного пьезоэффекта. Теории пьезоэффекта (электрострикции) в керамике из титаната бария посвящена работа⁹. Мы ограничимся здесь в отношении поликристаллов лишь одним замечанием.

В сильном поле керамика может быть поляризована до состояния, в котором её суммарная спонтанная поляризация уже не меняется. Если такой образец помещён в конденсатор, то он должен оставаться и остаётся на опыте поляризованным и при выключении внешнего поля (см. § 1 и ⁵). В максимально поляризованном поликристалле, если не учитывать влияния внутренних полей рассеяния, спонтанная поляризация в каждом зерне должна быть направлена по оси куба, ближайшей к направлению внешнего поля. Наибольший угол между полем и ближайшей осью куба равен примерно 55° и соответствует случаю, когда поле направлено по диагонали куба. Если кристаллики распределены хаотически и поляризованы по ближайшей к направлению поля оси, то поляризация $P_{\text{макс}} \approx 0,8 P_0$, где P_0 — спонтанная поляризация в монокристалле. В подобных условиях поляризация $P_{\text{макс}}$, как мы видим, весьма близка к P_0 , и образец можно в диэлектрическом отношении считать в известном приближении квазимонокристаллом. Наблюдение анизотропии поляризуемости, а также другие измерения в подобных образцах должны представить несомненный интерес.

Остановимся теперь на вопросе о дисперсии диэлектрической постоянной титаната бария. Задача эта, как уже указано в § 3, значительно сложнее рассмотренной, так как не допускает чисто термодинамической трактовки. По сути дела её можно решить лишь на основе исследования колебаний кристаллической решётки. Однако некоторые высказывания и оценки дисперсии могут быть сделаны и без такого рассмотрения. Ограничимся для простоты случаем, когда поле направлено параллельно спонтанному моменту, т. е. по соответствующей оси куба. Тогда согласно (36) при отсутствии напряжений в статическом случае

$$2\alpha P + 2\beta_1 P^3 = E, \quad (48)$$

где индекс z опускаем.

чрез
пробл.
связи
E=0
двух

Сравнивая (48) с уравнением движения ангармонического осциллятора под влиянием внешнего поля, т. е. уравнением

$$m\ddot{\xi} + r\dot{\xi} + k\xi + s\xi^3 = eE,$$

мы видим, что в статическом случае $2\alpha = \frac{k}{e^2N}$ и $2\beta_1 = \frac{s}{e^4N^3}$, так как $P = eN\xi$, где e — заряд и N число ячеек в единице объёма. Под ξ здесь подразумевается, очевидно, обобщённая координата, соответствующая смещению атома Ва относительно атомов Ti и O. Из сказанного ясно, что если считать кристалл совокупностью указанных ангармонических осцилляторов, то для переменного поля $E = E_0 e^{i\omega t}$ вместо (15) мы имели бы уравнение

$$\mu\ddot{P} + \nu\dot{P} + \alpha P + \beta_1 P^3 = \frac{E_0}{2} e^{i\omega t}, \quad (49)$$

где в рамках принятой модели

$$\mu = \frac{m}{2e^2N}, \quad \nu = \frac{r}{2e^2N}.$$

Фактически, конечно, поляризация определяется различными колебаниями решётки, и формула (49), вообще говоря, несправедлива. Однако при малых частотах эту формулу можно рассматривать как результат разложения P в ряд по частотам (так как $\dot{P} = -\omega^2 P$, $\ddot{P} = i\omega P$ и т. д.). В этом смысле формула (49) заведомо верна, пока член $\mu\ddot{P} + \nu\dot{P}$ является поправочным, т. е. существенно меньше статических членов. Из (49), как легко видеть, следует, что

$$\left. \begin{aligned} T > \Theta: \varepsilon &= \frac{2\pi}{\alpha + i\omega\nu - \omega^2\mu}, \\ T < \Theta: \varepsilon &= \frac{\pi}{-\alpha + i\omega\nu - \omega^2\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Выше формула (49) была получена не прямо в результате разложения в ряд по частотам, а исходя из грубой осцилляторной модели, для того, чтобы иметь возможность оценить величину μ . Действительно, из этой модели следует, что $\mu \sim \frac{m}{2e^2N}$, где $m \sim 10^{-22}$ грамм — приведённая масса для системы, состоящей из атома Ва и группы TiO_3 . Поскольку постоянная решётки BaTiO_3 $a \cong 4\text{\AA}$, $N \cong \cong 2 \cdot 10^{22}$ и $\mu \sim 10^{-26}$ ($1/\mu$ есть по порядку величины квадрат соответствующей борновской частоты кристалла). Что касается величины ν , то, если отвлечься от дефектной проводимости образца, которая вносит свой вклад в затухание, можно думать, что значение ν невелико. Если при $T > \Theta$ в статическом поле $\varepsilon \sim 5000$, то $\alpha \sim 10^{-3}$ и, как ясно из (50), дисперсия начнёт сказываться при $\omega \sim 5 \cdot 10^{10}$ или

$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \sim 4$ см (в этом случае $\omega^2 \mu \sim 3 \cdot 10^{-5} \sim 0,03\alpha$). Если $\mu = 10^{-26}$ и $\alpha = 10^{-3}$, то $\alpha = \omega^2 \mu$ при $\omega \cong 3 \cdot 10^{11}$ ($\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \cong 0,6$ см). Фактически, как следует из опыта (см. ⁵), $\alpha \sim \omega^2 \mu$ при $\lambda \cong 3$ см и, таким образом, $\mu \sim 10^{-24} \div 10^{-25}$, т. е. интересующая нас борновская частота ниже, чем согласно проведённой грубой оценке. Это обстоятельство, разумеется, не должно вызывать удивления. Ценность формулы (50) состоит в том, что она показывает, в каком направлении влияет на дисперсию величина статической диэлектрической постоянной. Так, до соответствующего рассмотрения можно было бы думать, что дисперсия особенно велика при $\omega^2 \mu \sim 1$. Напротив, как ясно из формул (50), резонанс имеет место при $\omega^2 \mu^2 \sim \alpha$ и, таким образом, дисперсия тем ярче выражена, чем меньше коэффициент α или, что то же, чем больше статическое значение ϵ , пропорциональное $1/\alpha$.

При $T < \Theta$ рассмотренная дисперсия в титанате бария относится лишь к индуцированной поляризации, не связанной с переориентировкой областей спонтанной поляризации. Переориентировка доменов в некоторых случаях вносит очень существенный вклад в измеряемое значение поляризации и дифференциальной диэлектрической постоянной. Вопрос о дисперсии этой части поляризации ещё не рассмотрен. Одним из возможных параметров, определяющих эту дисперсию, может явиться время распространения звука по домену, т. е. время $\tau \sim \frac{l}{c}$, где l — размер домена и c — скорость звука. При $l \sim 0,1$ см и $c \sim 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, $\tau \sim 10^{-6}$ и $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau} \sim 10^6$. Так или иначе несомненно, что процесс переориентации областей является более медленным, чем процесс установления индуцированной поляризации. Поэтому при достаточно высоких частотах должна наблюдаться лишь индуцированная поляризация. Индуцированная поляризация должна, кроме того, проявляться в сколь угодно слабых полях, в то время как переориентировка областей в достаточно слабом поле может сильно замедлиться. Сделанные замечания указывают путь, на котором индуцированная поляризация может быть выделена из полной поляризации в сегнетоэлектриках, разбитых на домены.

4. СВОЙСТВА СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ

В §§ 1 и 2 рассмотрено поведение сегнетоэлектриков, обладающих некоторой выделенной выше точки Кюри осью, которую можно называть сегнетоэлектрической (по этой оси направлена спонтанная поляризация в сегнетоэлектрической области). Такой осью обладает сегнетовая соль, принадлежащая в несегнетоэлектрической области к ромбической системе (класс $V = D_2$; сегнетоэлектрическая ось — ось a или X) и вещества типа KH_2PO_4 , принадлежащие выше точки Кюри к тетрагональной системе (класс $V_a = D_{2d}$; сегнетоэлектрическая

ось — ось c или Z *). В сегнетоэлектрической области сегнетовая соль принадлежит к моноклинной системе и KN_2PO_4 — к ромбической системе. Все эти вещества обладают пьезоэлектрическими свойствами уже вне сегнетоэлектрической области и рассмотрение их пьезоэффекта имеет большое значение. Последнее связано в первую очередь с тем, что в точке Кюри стремится к бесконечности пьезомодуль d_{14} в сегнетовой соли и пьезомодуль d_{36} в случае KN_2PO_4 (пьезомодули d_{25} и d_{36} в сегнетовой соли и пьезомодули $d_{14} = d_{25}$ в случае KN_2PO_4 ведут себя нормально). Между тем в §§ 1 и 2 пьезоэффект явно не учитывался, что не меняет полученных там результатов, но делает их справедливыми лишь при отсутствии напряжений. Последнее не вполне очевидно, так как при использовании переменных P_i и σ_{ik} , некоторые коэффициенты, а именно «аномальные» пьезомодули, обращаются при $T = \Theta$ в бесконечность. Тем не менее, если $\sigma_{ik} = 0$, разложение (1) справедливо, что вытекает, в частности, из нижеследующего.

Для того чтобы рассмотреть во всей полноте свойства сегнетоэлектрического монокристалла вблизи точки Кюри, нужно провести разложение потенциала Φ в ряд по P_i и напряжениям или деформациям. В случае BaTiO_3 это сделано в § 3 в переменных P_i и σ_{ik} . В случае же веществ, в которых какой-либо пьезомодуль обращается в бесконечность, нужно в качестве переменных выбрать поляризацию P_i и деформации u_{ik} .

Остановимся с этой точки зрения на свойствах сегнетовой соли **). При этом для простоты будем считать поле направленным по сегнетоэлектрической оси X и ограничимся рассмотрением деформации сдвига $u_{23} \equiv y_z$, которая только и представляет интерес, так как ведёт себя аномально в силу стремления к бесконечности при $T \rightarrow \Theta$ пьезомодуля d_{14} . Учитывая сказанное, потенциал Φ вблизи каждой из точек Кюри сегнетовой соли можно представить в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha_1 P_x^2 + \frac{\beta}{2} P_x^4 + \frac{1}{2} c_{44} y_z + f_{14} y_z P_x - E_x P_x, \quad (51)$$

где учтено, что решётка кристалла является ромбической. По формулам

$$E_x = \frac{\partial (\Phi + E_x P_x)}{\partial P_x} \quad \text{и} \quad Y_z = \sqrt{\frac{\partial \Phi}{\partial y_z}},$$

где $Y_z \equiv \sigma_{23}$ — соответствующее напряжение, получаем

$$E_x = 2\alpha_1 P_x + 2\beta P_x^3 + f_{14} y_z, \quad (52)$$

*) Подробный обзор свойств сегнетовой соли, а также веществ типа KN_2PO_4 содержится в 4.

**) Ниже в этом параграфе используются некоторые результаты, полученные А. В. Ржановым.

$$Y_z = -f_{14}P_x - c_{44}y_z. \quad (53)$$

В несегнетоэлектрической области в слабом поле членом с P^3 в (52) можно пренебречь, и это уравнение принимает вид

$$E_x = 2\alpha_1 P_x + f_{14}y_z \quad (T > \Theta_h, T < \Theta_l). \quad (54)$$

С помощью (53) и (54) можно выразить P_x и y_z через E_x и Y_z :

$$\left. \begin{aligned} P_x &= k_1 E_x + d_{14} Y_z, \\ y_z &= -d_{14} E_x - \overline{S}_{44} Y_z, \end{aligned} \right\} \quad (55) \quad \overline{S}_{44}$$

$$T > \Theta_h, T < \Theta_l$$

где

$$\left. \begin{aligned} s_{44} &= \frac{2\alpha_1}{D_{14}} = \frac{1}{c_{44} - \frac{f_{11}^2}{2\alpha_1}}; \quad d_{14} = \frac{f_{14}}{D_{14}} = \frac{1}{\frac{2\alpha_1 c_{44}}{f_{14}} - f_{14}}, \\ k_1 &= \frac{c_{44}}{D_{14}} = \frac{1}{2\alpha_1 - \frac{f_{14}^2}{c_{44}}}; \quad D_{14} = 2\alpha_1 c_{44} - f_{14}^2 = \frac{1}{k_1 s_{44} - d_{14}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

На опыте непосредственно измеряются величины k_1 , d_{14} и s_{44} , имеющие очевидный смысл (например, k_1 есть диэлектрическая восприимчивость кристалла $\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ при отсутствии напряжений, так как тогда $Y_z = 0$).

Если напряжения отсутствуют, то уравнение (53) даёт связь между P_x и y_z ; этой связью можно воспользоваться для исключения y_z из (51). В результате получаем

$$\Phi = \Phi_0 + \left(\alpha_1 - \frac{1}{2} \frac{f_{14}^2}{c_{44}} \right) P_x^2 + \frac{\beta P_x^3}{2} - E_x P_x. \quad (57)$$

Это выражение совпадает с (1), если положить

$$\alpha = \alpha_1 - \frac{1}{2} \frac{f_{14}^2}{c_{44}}. \quad (58)$$

Другими словами; как это уже было указано, при отсутствии напряжений полностью справедливы результаты § 1. В точках Кюри выражение (58) обращается в нуль, вследствие чего в этих точках стремятся к бесконечности коэффициенты s_{44} , d_{14} и k_1 [см. (56)]. Коэффициент $k_1 = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ имеет, разумеется, то же значение, что и в случае (16), т. е. $k_1 = \frac{1}{2\alpha}$.

Рассмотрение сегнетоэлектрической области вблизи точек Кюри сводится к исследованию уравнений (52) и (53) с учётом члена $2\beta P_x^3$. Мы ограничимся здесь лишь тем, что приведём выражения для спонтанной поляризации и деформации, т. е. значения $P_x = P_{x0}$ и $y_z = y_{z0}$ при $E_x = Y_z = 0$:

$$P_{x0}^2 = -\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{\alpha_1 - \left(\frac{1}{2} \frac{f_{14}^2}{c_{44}}\right)}{\beta}, \quad y_{z0} = -\frac{f_{14}}{c_{44}} \cdot P_{x0}. \quad (59)$$

Характерная особенность сегнетовой соли состоит в наличии у неё двух точек Кюри. Это значит, что функция $\alpha(T)$ является отрицательной лишь в некотором интервале температур между точками Кюри Θ_h и Θ (рис. 3). Формула (51) строго применима лишь вблизи

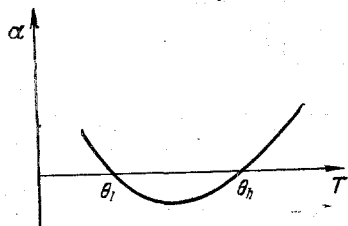


Рис. 3.

каждой из точек Кюри. Однако в случае сегнетовой соли, учитывая относительную малость величины P_0 и узость сегнетоэлектрической области, повидимому, можно везде ограничиться разложением (51) без дополнения его членами порядка P^6 и т. д. При этом, разумеется, положить $\alpha = \alpha'_0(T - \Theta)$, как мы это делали в § 1, попрежнему представляется возможным только вблизи точек Кюри. Во всей же сегнето-

электрической области мы функцию $\alpha(T)$ не знаем, если не говорить об её общем виде, указанном на рис. 3.

Детальное теоретическое рассмотрение свойств сегнетовой соли было в своё время предпринято Мюллером¹⁰, результаты которого подробно освещены также в⁴. В этих работах, носящих феноменологический характер, применялось разложение (51), иногда, правда, несколько усложнённое. Однако Мюллер не опирается на общую теорию фазовых переходов 2-го рода и вводит сложную и запутанную терминологию и обозначения. Это приводит, как нам кажется, к большому усложнению и путанице, которые совершенно не оправданы существом дела. Поэтому представляется целесообразным ещё раз провести полный и последовательный анализ свойств сегнетовой соли на основе соотношения (51) или аналогичного выражения, учитывающего все компоненты вектора поляризации и тензора деформаций.

При этом важно выяснить, используя экспериментальные данные, в какой мере можно ограничиться этим разложением (т. е. без членов порядка P^6 и т. д.) во всём сегнетоэлектрическом интервале; и, наконец, нужно изложить весь вопрос без излишних усложнений, в рамках общей схемы сегнетоэлектрического фазового перехода

2-го рода, подобно тому как это сделано в § 3 и намечено выше в этом разделе. Вся эта работа, которую желательно и даже необходимо проводить в неразрывной связи с обсуждением экспериментальных данных, ещё не проделана.

5. ПИРОЭЛЕКТРИКИ, СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ И ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Сегнетоэлектрики являются частным случаем пироэлектриков, т. е. кристаллов, обладающих в состоянии термодинамического равновесия спонтанной электрической поляризацией. Особенности сегнетоэлектриков обусловлены тем, что в них имеет место фазовый переход 2-го рода (или близкий к нему переход 1-го рода) из непироэлектрической модификации в пироэлектрическую. Другими словами, сегнетоэлектрик является пироэлектриком лишь в некоторой области температур, более узкой, чем область существования кристаллической фазы рассматриваемого вещества. Вопрос о том, почему наличие фазового перехода указанного типа приводит к появлению типичных сегнетоэлектрических свойств, выяснен в § 1.

Существенно теперь хотя бы качественно понять, почему имеются пироэлектрики, т. е. почему в некоторых случаях термодинамически устойчивым оказывается состояние кристалла со спонтанной поляризацией. Легче всего выяснить этот вопрос, исходя из простых модельных соображений. Именно, допустим, что кристаллическая решётка образована точечными электрическими диполями с моментом p (образование и устойчивость данной решётки может обеспечиваться не только дипольными силами, но и любыми другими силами, которые нас сейчас не интересуют). В рамках подобной модели имеет точный смысл понятие об эффективном или действующем электрическом поле E_{ef} , т. е. среднем поле, действующем на отдельный диполь. Если среднее макроскопическое поле E и поляризация P параллельны (например, направлены по оси симметрии решётки), то

$$E_{ef} = E + fP, \quad (60)$$

где f — так называемый фактор внутреннего поля (для кубической решётки $f = \frac{4\pi}{3}$). Поляризация рассматриваемого «кристалла» во внешнем электрическом поле может быть рассмотрена так же, как поляризация газа из дипольных молекул или как намагничение спинового газа в ферромагнетиках. Поскольку мы преследуем здесь лишь иллюстративные цели, не будем учитывать анизотропии и применим к разбираемому случаю без всяких изменений вейссовскую теорию ферромагнетизма с очевидной заменой магнитного поля H электрическим полем E и намагничения M поляризацией P (см.,

например, ^{1, 11, 12}). В результате получаем

$$\frac{P}{P_{\infty}} = L(a), \quad a = \frac{pE_{ef}}{kT} = \frac{pE + fpP}{kT}, \quad (61)$$

где P_{∞} — поляризация при насыщении (т. е. при $T=0$), $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана, p — электрический дипольный момент рассматриваемых диполей и L — функция Ланжевена, которую для простоты можно взять в классической форме, т. е. положить $L(a) = L_{\infty} = \text{cth } a - \frac{1}{a}$ (если возможны только две взаимно противоположные ориентации диполей, то $L = \text{th } a$).

Решение (61) получается в результате статистического рассмотрения и отвечает случаю термодинамического равновесия. Как известно, из (61) следует, что и при отсутствии внешнего поля в «кристалле» имеется некоторая спонтанная поляризация P_0 , отличная от нуля в интервале температур от $T=0$ до температуры точки Кюри Θ , равной (при $L = L_{\infty}$)

$$\Theta = \frac{fpP_{\infty}}{3kT}. \quad (62)$$

При $T > \Theta$ $P_0 = 0$; вблизи точки Кюри поведение нашей модели вполне аналогично поведению сегнетоэлектриков (имеют место закон Кюри-Вейсса для восприимчивости, скачок теплоемкости и т. д.). Полагая $f \sim 1$, $p \sim 10^{-18}$ и $P_{\infty} \sim 10^4 \div 10^5$, т. е. принимая для всех величин вполне разумные значения*), из (62) находим, что $\Theta \sim 10^3 \div 10^3$ градусов. Таким образом, мы видим, что отличие действующего поля от среднего макроскопического непосредственно приводит к возможности, а в рамках выбранной модели даже необходимости существования спонтанной поляризации, т. е. по принятой выше терминологии к существованию пирозлектрической фазы. Существенный момент, в связи с которым мы несколько подробнее остановились на выбранной модели кристалла и не ограничились простой ссылкой на теорию ферромагнетизма, состоит в том, что в электрическом случае в отличие от ферромагнетизма, для температуры Θ непосредственно получается значение $\sim 10^3 \div 10^4$, соответствующее реальным температурам Кюри в сегнетоэлектриках. Другими словами, обычное классическое электростатическое взаимодействие, приводящее к значениям $f \sim 1$, может обеспечить существование спонтанной поляризации до

*) Для кубической решетки из точечных диполей $f = \frac{4\pi}{3}$. Момент полярных молекул или дипольный момент, отнесенный к одной ячейке пирозлектрического кристалла, обычно порядка 10^{-18} . Поляризация $P_{\infty} = pN$, где N — число молекул или общее число рассматриваемых диполей с моментом p в единицах объема; если $N \sim 10^{23}$, $P_{\infty} \sim 10^5$.

температур $\Theta \sim 10^3$. В случае же ферромагнетизма, как известно, в рамках теории Вейсса нужно для f принять значение $\sim 10^3 \div 10^4$, которое не может быть обусловлено магнитным взаимодействием. О ферромагнетиках ещё будет идти речь ниже.

Реальные кристаллы, разумеется, весьма далеки от использованной дипольной модели. Если не рассматривать молекулярные кристаллы, то в твёрдом теле не приходится говорить об отдельных диполях, расположенных в узлах решётки. Поляризация же, например, ионных кристаллов обусловлена смещением ионов различных знаков из их положений равновесия, в результате чего каждая ячейка кристалла приобретает некоторый дипольный момент. Наличие внутреннего поля fP делает и при отсутствии поля E энергетически выгодным наличие поляризации, так как электрическая энергия единицы объёма в первом приближении равна $-\frac{f}{2} P^2$. Однако появление поляризации связано с деформацией решётки и приводит к возрастанию упругой энергии *); в грубом приближении при малых P упругая энергия пропорциональна F^2 , так как поляризация P пропорциональна некоторым компонентам тензора деформаций. Вопрос о том, будет или не будет данный кристалл пирозлектриком, т. е. будет ли он обладать спонтанной поляризацией, зависит от относительной роли энергии, связанной с внутренним полем, и упругой энергии.

Количество пирозлектриков относительно невелико, так как гомеополлярные кристаллы, естественно, не принадлежат к их числу. Пирозлектриками является ряд ионных кристаллов, таких как турмалин, сульфат лития и т. д. В пирозлектрике должно иметься одно неэквивалентное направление, по которому как раз и направлена поляризация. Среди возможных 32 кристаллических классов только 10 классов имеют такое направление и тем самым допускают существование спонтанной поляризации. Однако это обстоятельство, строго говоря, не приводит к каким-либо ограничениям, так как для существования поляризации достаточно изменения симметрии, обусловленного соответствующим сколь угодно малым отклонением решётки от более симметричной решётки, не допускающей наличия поляризации (именно так обстоит дело в сегнетоэлектриках, особенно вблизи точки Кюри).

В природных условиях пирозлектрические кристаллы не имеют электрических «полюсов», т. е. не имеют суммарного электрического момента. Это объясняется рядом причин. Допустим, что каким-либо путём получен некоторый однородно поляризованный пирозлектрический образец. При этом на поверхности образца должны

*) Тот факт, что упругая энергия в конечном счёте также сводится к электростатической энергии, здесь, очевидно, не существенен. Кроме того, при $T > 0$ речь должна идти не только об энергии, но и о свободной энергии, или термодинамическом потенциале.

находиться связанные электрические заряды с поверхностной плотностью $\sigma = -P_n$ (P_n — нормальная составляющая P), и если свободные заряды отсутствуют, электрическая индукция $D = E + 4\pi P = 0$ и, следовательно, $E \neq 0$. Поскольку образец всегда обладает некоторой неравной нулю проводимостью, наличие поля вызовет появление тока, который будет течь до тех пор, пока образующиеся на поверхности тела свободные заряды не приведут к исчезновению поля E в образце. В том же направлении действуют ионы, оседающие на поверхность образца из воздуха. Помимо сказанного, нужно иметь в виду, что в процессе образования пироэлектрического образца, например, при кристаллизации из расплава в равновесных условиях и при отсутствии внешнего поля, кристалл должен разбиться на домены, поляризованные в разных направлениях. Причины такого разбиения уже указаны в § 1. К сказанному там можно только добавить, что разбиение должно иметь место и из соображений симметрии. В самом деле, при отсутствии внешнего поля и вообще какого-либо выделенного направления в состоянии термодинамического равновесия кристалл, полученный в результате кристаллизации жидкой фазы, являющейся изотропной, должен в среднем также оставаться изотропным. Это замечание относится ко всем свойствам кристалла, а не только к вопросу о спонтанной поляризации. Хорошо известное двойникование в кварце, приводящее к исчезновению пьезоэффекта, обусловлено этой же причиной. (В случае пиро- и сегнетоэлектриков домены с различным направлением поляризации также можно называть двойниками.) Разумеется, при отклонении от состояния равновесия и, в частности, при неравновесном течении кристаллизации, как это всегда в той или иной мере имеет место, возможно образование даже значительных областей кристалла с однородной поляризацией и без всяких двойников.

В силу всех указанных причин пироэлектрические кристаллы в обычных условиях не имеют полного электрического момента, хотя поляризация P_0 в них не равна нулю. При нагревании величина поляризации P_0 изменяется и это изменение поляризации ΔP с температурой можно наблюдать на опыте (отсюда, как известно, и происходит термин «пироэлектрик»^{*}). Обычно пироэлектрики (не сегнетоэлектрики) остаются таковыми до точки плавления кристалла или же при некоторой температуре переходят в непироэлектрическую кристаллическую фазу в результате фазового перехода 1-го рода. Как было указано в § 1, у таких пироэлектриков не должно наблюдаться каких-либо аномалий диэлектрической восприимчивости, и если отвлечься от пироэлектрического эффекта, а также присутствующего у всех пироэлектриков пьезоэффекта, такие «обычные» пироэлектри-

^{*} Поляризацию ΔP удаётся наблюдать, компенсируя возникающее электрическое поле $\Delta E = -4\pi\Delta P$. При такой компенсации в образце, как и до нагревания, $E = 0$ и ток проводимости не возникает.

Если
нагрев
то $\Delta P \neq 0$

ки по своему поведению не отличаются от других ионных кристаллов. Этот факт в значительной мере связан с тем, что в «обычном» пирозлектрике, разбившемся, скажем, на домены, характер доменной структуры под влиянием внешнего поля практически не меняется. Объясняется это следующим образом. При отсутствии внешнего поля каждая область кристалла может с равным основанием быть поляризована в любом из взаимно противоположных направлений, так как энергия кристалла одинакова для $P = +P_0$ и $P = -P_0$ (см. рис. 1, а). Переход из одного состояния в другое осуществляется при определённом смещении отдельных ионов, образующих решётку (изменение поляризации P на $-P$ имеет, в частности, место при изменении радиусов-векторов всех ионов \mathbf{r} на $-\mathbf{r}$, т. е. при инверсии всех узлов решётки относительно какого-либо центра). Наличие электрического поля E , направленного по P , делает состояние с поляризацией P более выгодным по сравнению с состоянием с поляризацией $-P$. Однако оба эти состояния разделены потенциальным барьером, который, вообще говоря, весьма высок. Высота этого барьера порядка $U \sim pE_0 \sim 10^{-12}$, где $p \sim 10^{-18}$ и $E_0 \sim 10^6$ — микроскопическое электрическое поле в кристалле ($E_0 \sim e/d^2$, где $d \sim 10^{-8}$ — межатомное расстояние и $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ — заряд однократного иона).

Значению $U \sim 10^{-12}$ отвечает температура $\Theta_0 = \frac{U}{k} \sim 10^4$ градусов.

При доступных внешних полях $E \sim 10 \div 100$ (т. е. $E \sim 3000 \div 30\,000$ в/см) такой высокий барьер практически не деформируется, и при низкой температуре $T \ll \Theta_0$ переориентация областей не происходит или, точнее, должна происходить в среднем за очень длительное время.

Специфические свойства сегнетоэлектриков, как уже указывалось, обусловлены наличием в них фазового перехода 2-го рода из непирозлектрической модификации в пирозлектрическую при температуре $\Theta \sim 10^2$. Вблизи точки Кюри барьер, разделяющий состояния с поляризациями $\pm P_0$, относительно весьма низок (при $T = \Theta$ этот барьер исчезает), вследствие чего переориентировка областей во внешнем поле происходит сравнительно быстро. Другие особенности, отличающие сегнетоэлектрики от обычных пирозлектриков, также обусловлены наличием фазового перехода указанного типа и были уже продискутированы выше. При достаточно низкой температуре сегнетоэлектрики уже ничем практически не отличаются от обычных пирозлектриков (речь идёт, конечно, о сегнетоэлектриках, у которых $P_0 \neq 0$ при $T \rightarrow 0$).

Теория сегнетоэлектрических явлений, развитая в §§ 1—4, является по сути дела феноменологической. Задачей же молекулярной (микроскопической) теории является вычисление электрических свойств сегнетоэлектрика на основе рассмотрения его структуры и её возможных изменений в зависимости от температуры и напряжённости внешнего поля. При этом, конечно, как и почти во всех других вопросах теории твёрдого тела, необходимо использование ряда

упрощающих предположений и привлечение эмпирических данных. Упрощающие предположения, о которых может идти речь, состоят в допущении, что ионы можно рассматривать как точечные, в пренебрежении колебаниями решётки, в рассмотрении движения лишь ионов одного типа (например, протонов в случае сегнетовой соли), в заданном поле других ионов и т. д. Что же касается структуры кристалла, величины потенциальных барьеров и фактора внутреннего поля, то все эти характеристики извлекаются из различных экспериментальных данных. При таком подходе молекулярная теория оказывается по сути дела весьма близкой к простой вейссовской теории, приводящей к уравнению (61). Молекулярная теория такого типа развивалась для всех важнейших сегнетоэлектриков (см.¹³ для KN_2PO_4 ,¹⁴ для сегнетовой соли и^{15,16} для BaTiO_3). Соответствующие построения, на которых мы здесь не будем останавливаться, имеют известную ценность, но она далеко не так велика, как это может показаться на первый взгляд. Дело в том, что все следствия молекулярной теории, которые можно получить на основе развитой выше феноменологической теории, свидетельствуют лишь о том, что молекулярная теория не противоречит термодинамике и ряду простых предположений, таких, как допущение возможности разлагать термодинамический потенциал в ряд по степеням P^2 и т. п. Истинный успех молекулярной теории может поэтому состоять только в вычислении функций $\alpha(T)$, $\beta(T)$ и вообще всех коэффициентов, входящих в феноменологические соотношения. Между тем как раз в этом направлении достижения молекулярной теории весьма скромны, так как в существующей её форме для определения входящих в теорию коэффициентов обычно приходится использовать экспериментальные значения тех же функций $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ или, что то же, функций $P_0(T)$ (см., например,¹⁴). Заметим также, что учёт пьезоэффекта в рамках молекулярной теории обычно не производится и должен привести к её существенному усложнению. Несмотря на всё сказанное, молекулярная теория, даже развитая в относительно примитивной форме, представляет, конечно, несомненный интерес, так как приводит к построению некоторой модели рассматриваемого сегнетоэлектрика и может иметь эвристическое значение с точки зрения создания новых или изменения свойств известных сегнетоэлектриков.

Для лучшего понимания свойств сегнетоэлектриков полезно сопоставить их со свойствами ферромагнетиков. Для ферромагнетиков, как известно, типично наличие точки Кюри, ниже которой в кристалле имеется спонтанное намагничение M_0 . При отсутствии внешнего поля ферромагнетик ниже точки Кюри разбивается на различным образом намагниченные домены. Далее, в точке Кюри наблюдается скачок теплоёмкости, и сама эта точка есть точка фазового перехода 2-го рода. И, наконец, вблизи точки Кюри магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри-Вейсса. Таким образом, ферромагнетики являются полным аналогом сегнетоэлектриков или, если угодно,

наоборот, сегнетоэлектрики это «ферромагнетики» в области электрических явлений (не даром сегнетоэлектрики часто именуется «ферроэлектриками»).

Теория ферромагнетизма обычно развивается сразу в молекулярной или, точнее, квазимолекулярной форме — таковой является известная теория Вейсса. Однако вполне возможно и целесообразно рассматривать поведение ферромагнетиков вблизи точки Кюри в рамках феноменологической (термодинамической) теории¹⁷, подобной той, которая была развита для сегнетоэлектриков в § 1—4 этой статьи*). Для этой цели достаточно заменить в исходном уравнении (1) поляризацию P на намагниченность M и электрическое поле E на магнитное поле H , в результате чего термодинамический потенциал ферромагнетика записывается в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha M^2 + \frac{\beta}{2} M^4 - MH, \quad (63)$$

где для простоты, так же как в § 1, вектора \mathbf{H} и \mathbf{M} предполагаются параллельными и анизотропия не учитывается. Связь магнитного поля с намагниченностью получается сразу же в результате применения формулы $M = -\frac{d\Phi}{dH}$. Совершенно так же, как в § 1, из (63), могут быть получены и все другие интересующие нас соотношения. Подобный подход не приводит по сути дела к каким-либо новым результатам по сравнению с теорией Вейсса, но позволяет отделить надёжные термодинамические результаты от выводов, связанных, с отдельными конкретными допущениями теории Вейсса. Например, в теории Вейсса принимается, что действующее поле равно

$$H_{ef} = H + fM, \quad (64)$$

где фактор внутреннего поля f постоянен, т. е. не зависит от температуры. Между тем, полученные в этом предположении формулы не находятся в соответствии с опытом, и для устранения соответствующего расхождения нужно считать, что $f = f(T)$.

Вблизи точки Кюри теория Вейсса и термодинамическая теория приводят к одинаковым результатам, если положить

$$f = 2\Theta\alpha',$$

$$-\frac{fL'''(0)}{12M_\infty^2 [L'(0)]^3} = \beta_\Theta, \quad (65)$$

*) Автор пользуется случаем указать, что после опубликования статьи¹⁷ ему стало известно о том, что аналогичное рассмотрение было до него предпринято С. В. Вонсовским (см. ¹¹ § 24).

где

$$\alpha'_\Theta = \left(\frac{d\alpha}{dT} \right)_\Theta,$$

$L(\alpha)$ — функция Ланжевена,

$$L'(0) = \left(\frac{dL}{d\alpha} \right)_{\alpha=0},$$

$$L'''(0) = \left(\frac{d^3L}{d\alpha^3} \right)_{\alpha=0}$$

и M_∞ — намагничение при $T=0$. При этом из самого построения термодинамической теории, о которой идёт речь, ясно, что она применима лишь вблизи точки Кюри и, следовательно, только в этой области $f = 2\Theta\alpha'_\Theta = \text{const}$. При удалении же от точки Кюри для постоянства f нет оснований, и это постоянство не имеет места на опыте. Аналогичное замечание можно сделать в отношении закона Кюри-Вейсса и других соотношений.

Теория Вейсса для ферромагнетиков и её квантово-механические обобщения аналогичны упоминавшимся выше молекулярным теориям для сегнетоэлектриков. Однако в ферромагнетиках молекулярная теория имеет гораздо большее значение, чем в сегнетоэлектриках по той причине, что ферромагнетизм является квантовым эффектом, в то время как сегнетоэлектрическая поляризация вполне объяснима в рамках классической теории. Действительно, как мы видели, учёт электрического внутреннего поля, т. е. в конечном счёте учёт классического электростатического взаимодействия, без труда позволяет правильно оценить температуру Кюри в сегнетоэлектриках. Напротив, для объяснения наблюдающихся значений температуры Кюри Θ в ферромагнетиках фактор f в (64) должен принимать значение $\sim 10^4$, совершенно необъяснимое при учёте одного магнитного взаимодействия*). Как известно, параллельная ориентация электронных спинов в ферромагнетиках обусловлена не магнитными силами, а так называемым обменным взаимодействием (т. е. электростатическим взаимодействием, появляющимся лишь при квантовомеханическом рассмотрении движения электронов).

Несмотря на далеко идущую аналогию между сегнетоэлектриками и ферромагнетиками, в некоторых отношениях оба эти класса веществ существенно отличаются друг от друга. Именно, в ферромагнетиках, по крайней мере при отсутствии сильных напряжений и неоднород-

*) Как следует из теории Вейсса, $\Theta \sim \frac{\mu f M_\infty}{kT}$, где μ — магнетон Бора. Поскольку $\Theta \sim 10^3$, $M_\infty \sim 10^3$ и $\mu \sim 10^{-20}$, фактор f должен как раз иметь значение $\sim 10^4$. В электрическом случае, согласно формуле (62), $f \sim 1$ при $\Theta \sim 10^3$, так как $p \sim 10^{-18} \sim 100 \mu$ и $P_\infty \sim 10^4 \div 10^5 \sim 10 \div 100 M_\infty$.

ностей, переориентация доменов происходит сравнительно легко при всех температурах, за исключением температур, непосредственно прилегающих к абсолютному нулю. Поэтому, если не говорить об особенно «жестких» постоянных магнитах и вообще об явно неравновесных случаях, в области магнитных явлений мы не имеем аналога пироэлектриков (т. е. не имеем «пиромангнетиков»^{*)}). Лёгкость переориентации доменов в ферромагнетиках по сравнению со случаем пироэлектриков (или сегнетоэлектриков вдали от точки Кюри) объясняется следующим образом. В пироэлектриках (и сегнетоэлектриках при низких температурах) изменение поляризации P на $-P$ связано с необходимостью преодолеть высокий потенциальный барьер, которому отвечает температура $\Theta_0 \sim 10^4$ градусов (см. выше).

В ферромагнетиках же направление вектора M обусловлено лишь относительно слабым магнитным взаимодействием, в то время как сильное обменное взаимодействие от ориентации вектора M не зависит¹¹. По порядку величины магнитная энергия в ферромагнетиках, отнесённая к одному электрону (магнитному моменту), равна $\frac{\mu^2}{d^3}$, где магнитный момент $\mu \sim 10^{-20}$ и $d \sim 10^{-8}$ — расстояние между моментами; температура, отвечающая такому взаимодействию, $\Theta_0 = \frac{\mu^2}{d^3 k} \sim 1^\circ$. Замена намагничивания M на намагничение $-M$ в силу сказанного требует преодоления лишь магнитных сил и при $\Theta \gg \Theta_0 \sim 1^\circ$ происходит сравнительно быстро, даже под влиянием слабого внешнего магнитного поля^{**}). Процесс технического намагничивания, как известно, полностью сводится именно к изменению доменной структуры ферромагнетика. Индуцированное намагничение, т. е. изменение самого значения M в пределах отдельного домена над влиянием внешнего поля, по крайней мере вдали от точки Кюри, не играет никакой роли.

В сегнетоэлектриках же — в этом состоит их второе отличие от ферромагнетиков — индуцированная поляризация имеет первостепенное значение. Последнее связано как с относительной затруднённостью переориентации доменов, так и с большим значением диэлектриче-

*) Пиромангнетиком можно было бы назвать кристалл, обладающий спонтанным намагничиванием, распределение которого в образце (т. е. доменная структура) не может быть изменено в доступных или, во всяком случае, не слишком сильных магнитных полях.

***) Замена P на $-P$ может быть достигнута в результате инверсии решётки относительно некоторого центра, т. е. замены всех радиусов-векторов узлов решётки r на $-r$. Такая инверсия, естественно, связана с преодолением больших электрических сил. Замена M на $-M$ достигается в результате поворота на прямо противоположное направление спинов или, в случае орбитальных магнитных моментов, в результате изменения скоростей всех электронов v на $-v$. Переориентации магнитных моментов препятствуют лишь слабые магнитные силы и она поэтому происходит относительно легко.

$t \rightarrow -t$ case.

ской постоянной в сегнетоэлектриках. Например, значения ε выше точки Кюри, но вблизи от неё, могут достигать многих тысяч, в то время как в ферромагнетиках значения μ выше точки Кюри практически не превышают значения $\mu \cong 2$. Причину такого различия трудно усмотреть, используя для ориентировки теорию Вейсса, как для сегнетоэлектриков, так и для ферромагнетиков. В рамках этой теории для диэлектрической восприимчивости $\chi_\varepsilon = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ и магнитной восприимчивости $\chi_\mu = \frac{\mu - 1}{4\pi}$ выше точки Кюри получаем:

$$\chi_\varepsilon = \frac{pP_\infty L'(0)}{k(T-\Theta)}, \quad \chi_\mu = \frac{\mu M_\infty L'(0)}{k(T-\Theta)}, \quad (66)$$

где производная функции Ланжевена $L'(0) \sim 1$ (например, $L'_\infty(0) = \frac{1}{3}$).

Полагая $p \sim 10^{-18}$ и $P_\infty \sim 10^4$, при $T - \Theta \sim 1^\circ$ получаем для χ_ε значение $\chi_\varepsilon \sim 10^2$ и $\varepsilon \sim 10^3$. В магнитном же случае при $\mu \sim 10^{-20}$ $M_\infty \sim 10^3$ и $T - \Theta \sim 1^\circ$, $\chi_\mu \sim 0,1$ и $\mu \cong 2$. Таким образом, малость μ по сравнению с ε обусловлена малостью магнитного момента электрона по сравнению с электрическим моментом молекулы или ячейки кристалла, а также с малостью M_∞ по сравнению с P_∞ .

Указанные различия между сегнетоэлектриками и ферромагнетиками ни в какой мере не могут изменить сделанного ранее заключения о глубокой аналогии, существующей между веществами обоих классов. Это обстоятельство, а также всё возрастающее практическое значение сегнетоэлектриков, делает устаревшим наблюдающееся во всех курсах и монографиях по электродинамике и электронной теории пренебрежение к сегнетоэлектрикам, в то время как ферромагнетикам неизменно уделяется большое внимание. В настоящее время уже имеются все основания, и нужно думать, что в ближайшем будущем эти основания станут ещё более вескими, излагать теорию сегнетоэлектриков параллельно с теорией ферромагнетиков или, во всяком случае, касаться обоих этих случаев, а не только одного из них. Обращаясь к курсам теории поля (см., например¹², § 108 и др.), легко видеть, что решение этой задачи не встречает каких-либо затруднений и, более того, придаст всему обсуждению свойств диэлектриков и магнетиков известную законченность.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Курчатov, Сегнетоэлектрики (1933).
2. Б. М. Вул и И. М. Гольдман, ДАН 46, 154; 49, 179 (1945).
3. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Статистическая физика, гл. XI (1940).
4. W. G. Cady, Piezoelectricity (1946) (русский перевод печатается).
5. А. В. Ржанов, УФН (см. настоящий выпуск УФН).

6. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 15, 739 (1945).
 7. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 19, 36 (1949).
 8. С. С. Stephenson и др., J. Am. Chem. Soc. 66, 1397-1409 (1944).
 9. W. P. Mason, Phys. Rev. 74, 1134 (1948).
 10. H. Müller, Phys. Rev. 57, 829 (1940); 58, 565, 805 (1940).
 11. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм (1948).
 12. И. Е. Тамм, Основы теории электричества (1946).
 13. J. C. Slater, Journ. Chem. Phys. 9, 16 (1941).
 14. W. P. Mason, Phys. Rev. 72, 854, 976 (1947).
 15. J. M. Richardson а. В. Т. Matthias, Phys. Rev. 74, 987 (1948).
 16. W. P. Mason а. В. Т. Matthias, Phys. Rev. 74, 1622 (1948).
 17. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 17, 833 (1947).
-

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НАБЛЮДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ПОМОЩЬЮ ПЛАСТИНОК, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ
К ЭЛЕКТРОНАМ**

**Р. Браун, У. Камерини, П. Г. Фаулер, Г. Мюирхед,
К. Ф. Пуэлла и Д. М. Ритсон *)**

В последнее время мы произвели наблюдения с помощью новых эмульсий, предназначенных для ядерных исследований и описанных доктором Берриманом¹. Эти эмульсии, позволяющие обнаружить следы частиц с зарядом e даже в случае минимальной ионизации, представляют собой техническое усовершенствование большого значения. Они дают нам возможность значительно глубже проникнуть в природу ядерных процессов, чем это было доступно со старыми эмульсиями, и, кроме того, значительно расширяют область применения фотографического метода при решении физических и биологических проблем. В части I настоящей статьи описываются наиболее интересные явления, создаваемые заряженными мезонами и обнаруженные при наблюдении космического излучения с помощью новых пластинок. К этим явлениям относятся случаи расщепления, вызванные π^- -частицами и случаи распада μ -частиц. Примерно в 10% всех случаев след частицы, образованный в эмульсии при распаде μ -мезона, имеет длину, превышающую 1000 μ . Изучая кулоновское рассеяние, испытываемое этими частицами в эмульсии, можно оценить их энергию. Характерной особенностью для всех экспонированных пластинок является наличие большого числа следов с плотностью зёрен, соответствующей частицам, находящимся вблизи минимума ионизации.

Эти следы дают возможность очень просто контролировать «увядание» (регрессию) скрытого изображения, изменение степени проявления с глубиной, чувствительность, а также другие характерные свойства эмульсий. В части II описано явление, которое служит ещё одним доказательством существования мезонов с массой большей, чем масса π^- -частиц². Оно заключается в том, что частица с массой (опреде-

*) Nature 163, 47, 82 (1949). Перевод В. А. Троицкой.

лённой по счёту зёрен в эмульсии), равной $\sim 1000 m_e$, испускает три заряженные частицы, одна из которых достигает конца своего пробега в эмульсии и вызывает расщепление ядра. Мы считаем, что это явление соответствует спонтанному распаду тяжёлой частицы. Предполагая, что три заряженные частицы являются единственными продуктами распада, можно проанализировать полученную фотографию, применяя законы сохранения массы и энергии. В пределах ошибок измерений наши наблюдения согласуются с предположением, что три вторичные частицы являются π - или μ -частицами. Прежде чем считать установленной правильность такой интерпретации, необходимо изучить ещё некоторое число подобных случаев. Мы даём, однако, эту предварительную интерпретацию наблюдаемого явления, так как число частиц такого типа по сравнению с числом π - и μ -частиц на умеренных высотах мало (3300 м).

Кроме того, если наши предположения правильны, то по чисто геометрическим соображениям, только небольшая доля таких явлений сможет быть проанализирована с помощью применённого нами метода. Однако другие явления подобного типа, которые, возможно, окажутся менее пригодными для анализа, смогут все же в свете приводимых здесь наблюдений дать ценные сведения, подтверждающие или опровергающие правильность наших предположений.

I. РАСПАД μ -МЕЗОНОВ

В описываемых опытах применялись пластинки с экспериментальными эмульсиями Кодака типа NT4, любезно предоставленные нам д-ром Берриманом. Они были доставлены на Юнгфрау Йох немедленно после изготовления. Часть из них располагалась под свинцом толщиной 10 см на период от 8 до 16 дней, а другая часть экспонировалась незащищённой. Свинец предназначался для того, чтобы уменьшить интенсивность мягкой компоненты. Однако эта предосторожность оказалась излишней, так как число следов на незащищённых пластинках было не слишком велико.

Пластинки проявлялись на Юнгфрау Йох немедленно после их экспозиции. С целью определить наиболее благоприятные условия проявления, разные пластинки проявлялись различными способами. В связи с этим на разных пластинках для одних и тех же частиц имеет место различная плотность зёрен в следах. Вследствие короткой экспозиции число явлений, зафиксированных на единице площади, сравнительно мало. Однако сильно увеличенная, благодаря большой чувствительности эмульсии, плотность зёрен в следах позволяет исследовать пластинки под микроскопом со значительно меньшим увеличением, чем использовавшееся ранее. Так, при поиске мезонов мы применяли объектив с десятикратным увеличением и окуляр с шестикратным увеличением.

Такая установка вместе с биноклярным микроскопом, даёт общее увеличение, равное всего лишь 90.

Работа при малых увеличениях позволяет ускорить процесс изучения пластинок. При исследовании 300 см^2 новых пластинок было обнаружено много примеров родственных процессов, в которых участвуют заряженные мезоны.

Расщепления, вызванные π^- -частицами

Нам удалось обнаружить 30 случаев расщеплений, вызванных π^- -частицами (рис. 1) и 30 случаев μ -распада π^+ -частиц. Отличительной чертой новых пластинок является большое число отчетливо видных под микроскопом следов медленных электронов. На рис. 1, например, видны два электрона, связанные со звездой, образованной при захвате ядром π^- -частицы.

Следы электронов лишь в редких случаях начинаются в конце следа π^- -частицы, т. е. в точке, в которой происходит расщепление (рис. 2). Так, на 30 случаев расщеплений, вызванных π^- -частицами, только в трёх случаях видны следы связанных с ними электронов.

Наблюдающиеся электроны могут быть приписаны β -распаду остаточного ядра, образованного при расщеплении, или же, возможно, внутренней конверсии γ -лучей. Если мезон теряет иногда свою энергию при испускании электронов Оже, то число таких электронов с энергией большей, чем 15 keV , должно быть мало.

Частицы с малой удельной ионизацией

Кроме явлений, с которыми мы были знакомы ранее, на новых пластинках мы различаем следы большого числа частиц с малой удельной ионизацией, проходящих по направлению от поверхности к стеклу. При этом отклонение, которое они испытывают вследствие рассеяния, не превышает нескольких градусов. Эти следы могут быть приписаны быстрым частицам, скорее всего электронам и мезонам, обладающим удельной ионизацией, примерно равной минимальному значению ионизации для частицы с зарядом e . Для того чтобы подтвердить эту точку зрения, производился подсчет зёрен в 25 следах такого типа, τ длиной, большей 1000μ , выбранных произвольно из пластинки № К47. Результаты этого исследования представлены на рис. 3. На графике показана относительная частота появления следов с различными значениями средней плотности зёрен. Пластинка была взята из серии пластинок, экспонированных под свинцом. Из рис. 3 следует, что имеется резко выделенная группа следов со средней плотностью зёрен в $0,22$ зерна на микрон. Мы считаем, что эта группа следов, образована частицами, удельная ионизация которых лежит вблизи минимального значения.

Наблюдения, приведённые на рис. 3, могут быть объяснены тем, что ионизирующая способность частиц, импульс которых больше 2 mc (где m — масса покоя), медленно меняется с изменением энергии. Из рис. 3 следует, что явления, обусловленные «увяданием» (регрессией) скрытого изображения, малы, так как «увядание» ведёт к умень-

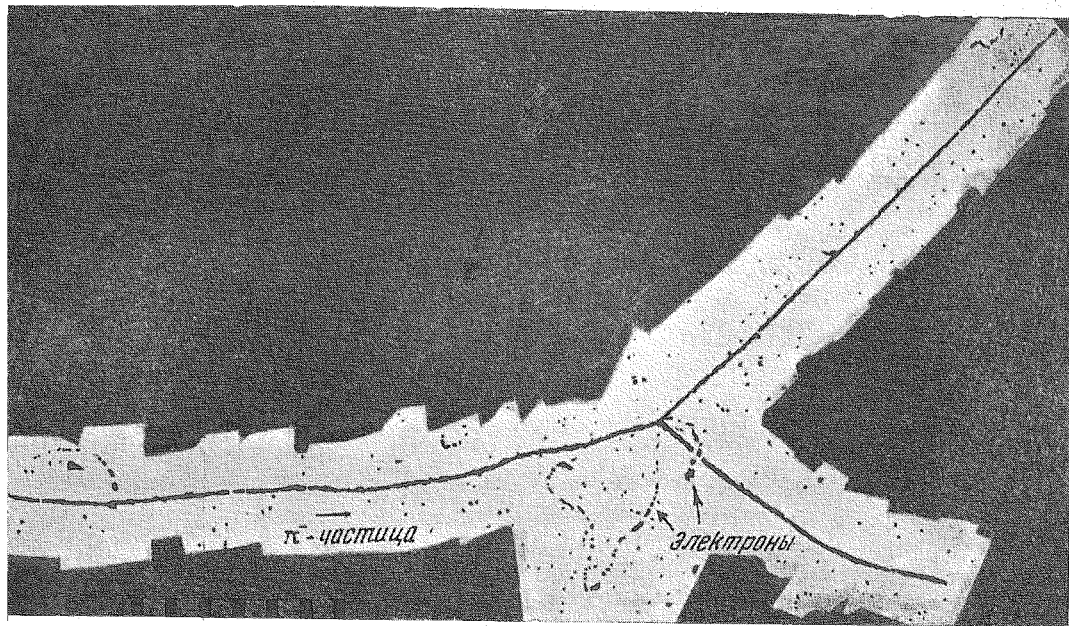


Рис. 1. Расщепление, вызванное π -частицей. На фотографии видны следы электронов, связанных с расщеплением.

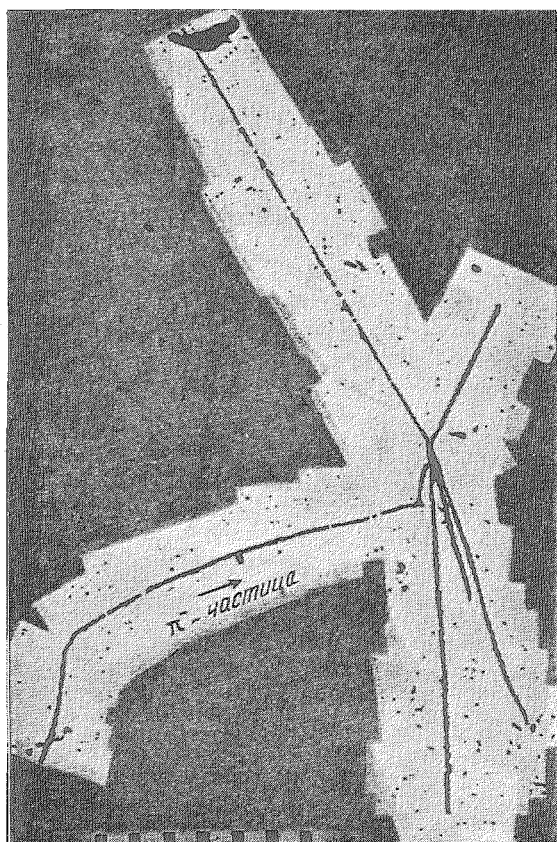


Рис. 2. Расщепление, вызванное π -частицей.

шению плотности зёрен. Если бы эти явления были значительны, то вместо найденной резко очерченной группы следов следовало бы для частиц с минимальной ионизацией ожидать размытого распределения плотности зёрен, соответствующего присутствию следов различного возраста. Рассматриваемые следы проходят по направлению

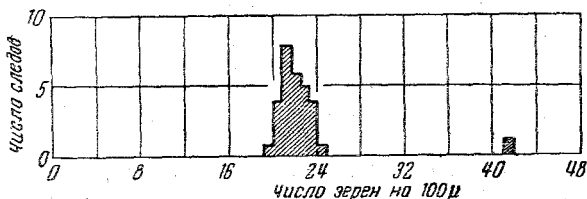


Рис. 3. Гистограмма, показывающая распределение значений средней плотности зёрен в следах частиц с малой удельной ионизацией.

от эмульсии к стеклу. Поэтому они могут быть исследованы с целью определения изменения степени проявления с глубиной. Плотность зёрен вдоль следов измерялась как функция глубины в эмульсии, и на рис. 4 представлены средние результаты для 25 следов. Мы видим, что плотность зёрен, соответствующая минимуму ионизации, изменяется с глубиной, в частности для исследуемой пластинки, от 23,5 на 100 μ на поверхности до 21,5 на стекле. Отсюда следует, что относительные изменения в плотности зёрен следа, вызванные изменениями степени проявления с глубиной, меньше 8%.

Кроме того, для следов частиц с малой удельной ионизацией, представляющих особый интерес, можно ввести поправку, учитывающую небольшие наблюдаемые изменения.

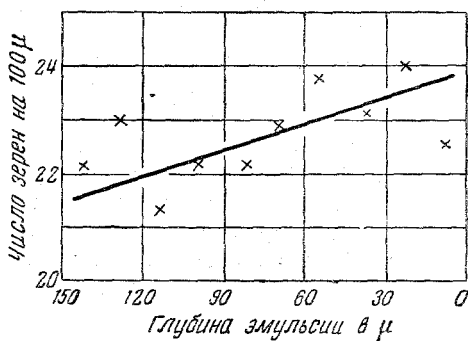


Рис. 4. Средние значения плотности зёрен в отрезках следов 25 частиц с малой удельной ионизацией на различных глубинах в эмульсии.

При исследовании космического излучения с помощью пластинок, чувствительных к электронам, наблюдается большое количество длинных следов с малой плотностью зёрен. Поэтому описанные выше методы могут быть использованы как стандартные способы определения:

- а) степени регрессии при данной экспозиции;
- б) степени проявления с глубиной;

в) плотности зёрен, соответствующей минимальному значению удельной ионизации, для частиц с зарядом e .

Результаты, представленные на рис. 3, позволяют сделать ещё один вывод. Величина минимального значения удельной ионизации частицы пропорциональна квадрату её заряда. Остро очерченный пик на рис. 3 говорит о том, что большинство быстрых частиц, обнаруженных в эмульсии, обладает с точностью до 5% равным зарядом. Это обстоятельство с большой достоверностью указывает на то, что заряд этот должен быть равен e .

Распад μ -мезонов

Мы наблюдали следы 100 μ^+ - или μ^- -частиц, которые останавливаются в эмульсии и испускают одну заряженную частицу, обладающую малой удельной ионизацией. На рис. 5 воспроизведена микрофотография такого распада. Явления этого типа легко отличить от образования μ -мезона при распаде π -мезона, потому что след μ -мезона, возникшего при распаде покоящегося π -мезона, обладает значительно большей плотностью зёрен. Кроме того, частицы, образующиеся в конце пробега μ -мезонов и выброшенные в направлении, примерно параллельном поверхности, обычно имеют пробег в эмульсии порядка нескольких тысяч микрон. Эти частицы почти не испытывают рассеяния, и плотность зёрен в их следах примерно равна плотности зёрен, соответствующей минимуму ионизации. Это указывает на то, что их заряд равен заряду электрона. На рис. 6 показана микрофотография, на которой π -частица останавливается в эмульсии и испускает μ -частицу с пробегом, равным примерно 600 μ . На фотографии ясно видна частица с малой удельной ионизацией, вылетающая из конца следа μ -частицы.

В других восьми наблюденных случаях такого типа характеристики всех вторичных частиц неотличимы от характеристик частиц, возникающих в конце пробега μ -мезонов, образовавшихся вне эмульсии и затем вошедших в неё. Эти новые наблюдения, совместно с доказательствами, полученными в предыдущих опытах, являются ещё одним основанием для предположения, что эти μ -мезоны идентичны с какими-либо обычными мезонами проникающей компоненты космического излучения, и что π и μ -мезоны обладают электрическим зарядом, равным e .

Примерно 10% мезонов, остановившихся в эмульсии и образованных вне её, создают частицы, у которых длина следа больше чем 1000 μ . Мы рассматривали возможность определения величины импульса этих частиц по наблюдению изменения направления их движения под влиянием магнитного поля в 50 000 гаусс. Простое вычисление показывает, однако, что отклонения будут иметь тот же порядок величины, что и отклонения, вызываемые рассеянием. Поэтому определение импульса частиц производилось по величине рассеяния в отсутствие

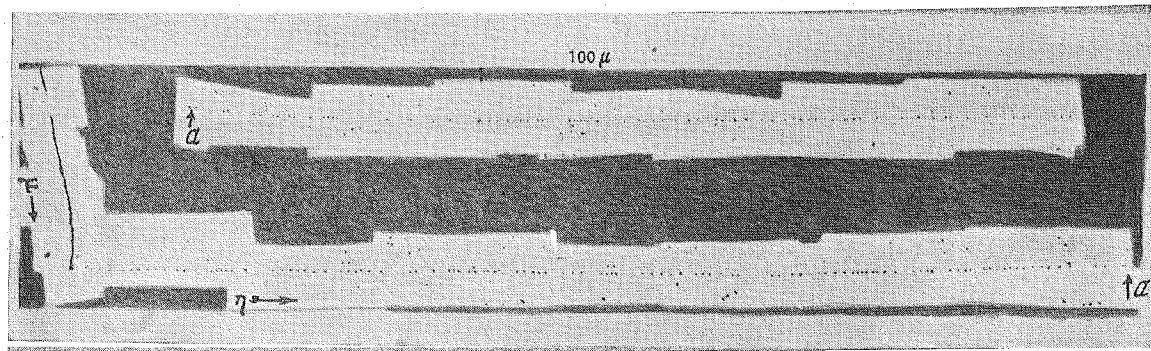


Рис. 5. Характерный образец следа частицы, образованной при распаде μ -мезона и обладающей малой удельной ионизацией. След вторичной частицы дан в двух частях, которые должны быть соединены в точке, обозначенной α .

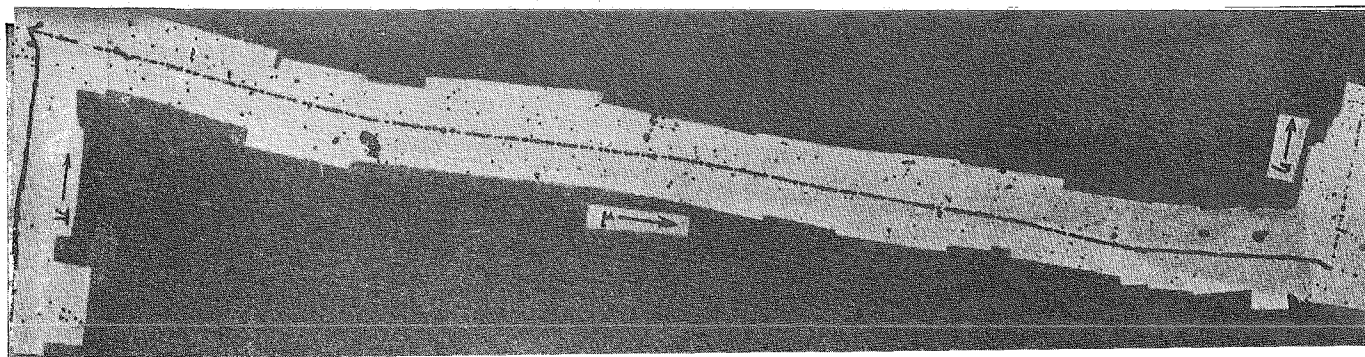


Рис. 6. Последовательный распад $\pi \rightarrow \mu \rightarrow \eta$. Обычно предполагают, что η -частица, возникающая при распаде μ -мезона, является электроном, однако это предположение требует ещё окончательного доказательства. Вблизи конца пробега μ -мезона можно различить несколько зёрен следа вторичной частицы с малой удельной ионизацией, но эта частица не связана с главным событием. Можно различить также следы нескольких δ -электронов, образованных μ -мезоном. Один из таких следов виден вблизи точки распада π^+ -частицы. Во всех случаях, наблюдаемых до сих пор, η -частица выходит из эмульсии.

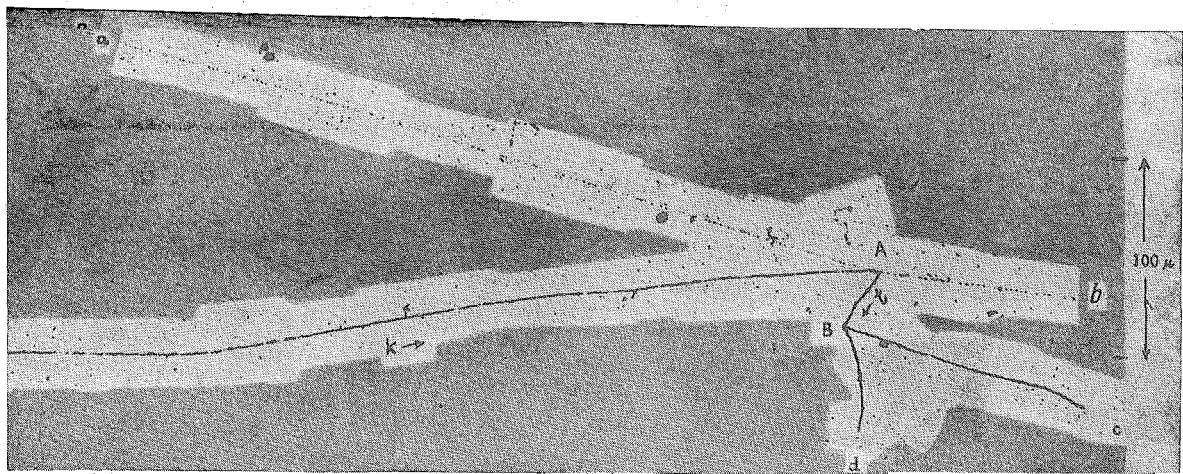


Рис. 7.

магнитного поля⁴. Приводимые ниже значения, являющиеся типичными для данных, получаемых с помощью этого метода, указывают на степень точности, которая может быть получена в благоприятных случаях: 15 ± 3 , 25 ± 5 , 38 ± 6 , 42 ± 2 , 44 ± 4 , 48 ± 6 MeV/c. Отклонения от среднего соответствуют вероятным ошибкам, связанным со статическими флуктуациями. Естественно предположить, что в течение ближайших месяцев мы найдём несколько сотен следов таких частиц, пригодных для измерений, и что эти измерения позволят произвести детальное исследование распределения таких частиц по импульсам. Значения, полученные из изучения первых двадцати следов частиц с пробегом, большим 1000 μ , указывают на то, что импульс распадной частицы не постоянен.

Из всех μ -частиц, остановившихся в эмульсии, примерно 40% не создают различных следов вторичных частиц. Можно предположить либо, что эти частицы были заряжены отрицательно и захватились атомами серебра или брома, прежде чем прошло время, необходимое для их распада, либо, что мы имеем дело с событиями, в которых распадная частица ускользает от наблюдения из-за направления своего движения. Для того, чтобы оценить число случаев, которые должны быть приписаны последней причине, было произведено измерение длин проекций распадных частиц на плоскость, совпадающую с поверхностью эмульсии. Из распределения полученных таким образом значений можно оценить полное число μ -мезонов, образующих вторичные частицы. Эта задача является чисто геометрической и может быть решена подобно тому, как это делалось ранее в случае μ -распада π -мезонов⁵. Мы нашли, таким образом, что из всех наблюдаемых μ -мезонов $65 \pm 10\%$ испускали вторичные частицы, а $35 \pm 10\%$ не давали вторичных частиц. Этот результат находится, видимо, в согласии с предыдущей оценкой доли μ^- -частиц, остановившихся в желатине и бромистом серебре.

Мы упоминали уже, что наблюдения расщеплений, вызванных π -частицами, указывают на то, что образование электронов Оже с энергией, большей 15 KeV при «захвате атомом» отрицательного мезона происходит очень редко. К аналогичному заключению можно прийти, исследуя следы μ -частиц. Среди 10) случаев, в которых мы можем различить след быстрой частицы, возникающей при распаде μ -мезона, нет ни одного случая, в котором был бы виден короткий след электрона, образованного в точке распада. Разумно предположить, что примерно в $1/8$ событий такого типа мы наблюдаем спонтанный распад отрицательного мезона. Отсюда следует, что и для μ^- -частиц испускания электронов Оже с энергией больше 15 KeV в процессе их захвата атомом есть редкое явление. Желательно, разумеется, произвести более детальное исследование этой проблемы, так как в случае μ^- -частиц, распадающихся спонтанно, картина этого явления не искажается β -распадом остаточного ядра, следующим иногда за захватом мезона.

Ливни проникающих частиц

Изучая «звёзды», образованные в новых эмульсиях, мы обнаружили восемь случаев, в которых из одной точки расходятся пять или более заряженных частиц; плотность зёрен в следах этих частиц имеет значение, близкое к минимальному.

Во всех случаях эти частицы двигались вниз в направлениях, составляющих малые углы с вертикалью, так что их следы образовывали узкий конус. Они сопровождалась протонами и α -частицами малой энергии, выброшенными в произвольных направлениях. Мы предполагаем, что каждое из этих явлений соответствует взаимодействию быстрой частицы с ядром серебра или брома, в результате которого происходит образование нескольких проникающих частиц, причём тяжёлые частицы «испаряются» затем из ядра в результате его возросшей «температуры». Эти явления относятся к процессам, доказательства существования которых были даны в недавно опубликованных фотографиях (полученных в камере Вильсона), показывающих образование ливней проникающих частиц (Хазен, Яносси, Рочестр и др. авторы).

На существование таких процессов указывали Гамильтон, Гейтлер и Пенг в своей теории образования мезонов при взаимодействии быстрых нуклонов с ядрами.

Соотношение между плотностью зёрен и удельной ионизацией

Возможность определить удельную ионизацию заряженной частицы из наблюдаемой плотности зёрен в её следе имеет большое практическое значение. Мы видим, что кривые типа изображённых на рис. 3, позволяют нам определить плотность зёрен в следах частиц с зарядом e , обладающих минимальной ионизацией. Далее из наблюдения на той же пластинке следов μ -мезонов и протонов с большим пробегом, мы можем определить плотность зёрен, соответствующую широкой области значений удельной ионизации. Произведя подобные определения, из кривой зависимости пробег — энергия для протонов можно получить величину потери энергии, соответствующую данному значению остаточного пробега частицы известной массы. Таким образом, мы получили результаты, изображённые на рис. 8. Точка, соответствующая минимуму ионизации на этой кривой, показана значком \dagger . Ионизация в этом случае определялась по формуле, выведенной Блохом, в предположении, что атомный состав новой эмульсии идентичен с атомным составом эмульсий ильфордовских пластинок. На рис. 8 показана аналогичная кривая для эмульсии Ильфорд С2. Мы видим, что в результате увеличенной чувствительности эмульсии Кодак NT4 имеет место уменьшение разрешающей способности для следов с удельной ионизацией порядка 6 KeV на микрон. На пластинках Кодак след частицы в области большой ионизации представляется как почти непрерывная последовательность

проявленных зёрен, которые не могут быть отдельно разрешены. Таким образом, для определения масс частиц порядка $1000 m_e$, необходимо располагать следами значительно большей длины, чем в случае менее чувствительных эмульсий. Несмотря на трудности, имеющие место при изучении следов частиц с большой удельной ионизацией, калибровочная кривая, показанная на рис. 8, позволяет оценить величину потери энергии, испытываемую слабо ионизирующими частицами, что имеет большое значение в связи с материалом, рассмотренным в части II настоящей статьи.

II. ДАЛЬНЕЙШИЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С МАССОЙ, РАВНОЙ $1000 m_e$, И НАБЛЮДЕНИЯ НАД ИХ РАСПАДОМ

Одно из первых явлений, обнаруженных при рассмотрении чувствительных к электронам пластинок, экспонированных на Юнгфрау Иох, показано на микрофотографии рис. 7. Имеются два центра А

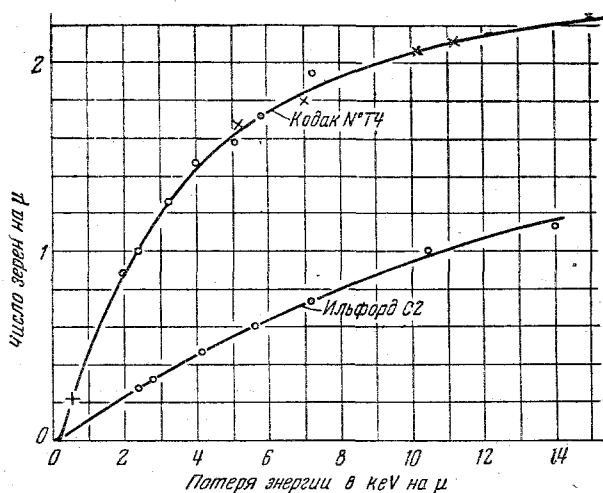


Рис. 8. Соотношение между потерей энергии частицей и плотностью зёрен в следе. Точки, обозначенные кружками, были получены при исследовании следов μ -частиц с пробегом, превышающим 2000μ , а точки, обозначенные крестиками, — из аналогичных измерений с протонами.

и В, соединённые общим следом t , из которых расходятся следы заряженных частиц.

Вследствие краткости экспозиции и небольшого числа случаев распада, имеющих место в пластинке, вероятность того, что наблюдаемые траектории вызваны случайным наложением в одной точке следов

частиц, несвязанных одним и тем же событием, очень мала и имеет порядок 10^{-7} . Поэтому такой вероятностью можно пренебречь. Дальнейшие доводы, подтверждающие это предположение, даны в следующем параграфе. Исследование следа k показывает, что частица, образующая его, приближается к центру A . Пробег частицы в эмульсии превышает 3000μ , и по мере приближения к A имеет место непрерывное возрастание плотности зёрен вдоль следа. Вблизи A плотность зёрен неотличима от плотности зёрен, создаваемой частицей с зарядом e , обнаруженной на той же самой пластинке. Определение направления движения частицы, основанное на подсчёте зёрен, подтверждается наблюдениями над отклонениями на небольшие углы, обусловленными кулоновским рассеянием. Эти отклонения наиболее часты вблизи точки A , а в точках, удалённых от неё, рассеяние менее заметно. Таким образом, можно заключить, что частица k приближалась к точке A , что она обладала одним элементарным зарядом и что в точке A она достигла или была вблизи конца своего пробега. Поэтому мы считаем, что частица k возбудила всю совокупность явлений, отображённых в следах, исходящих из A и B . Можно предполагать, что частица, образующая след t , возникла в звезде A и вызвала расщепление в B . Для того чтобы проанализировать это явление, мы попытались сперва определить массу частицы k .

Определение массы путём подсчёта зёрен

Около года тому назад в нашей лаборатории были поставлены опыты, имевшие своей целью определение отношения масс π - и ρ -мезонов m_π/m_ρ . Это определение производилось путём подсчёта числа зёрен⁵ и путём изучения рассеяния частиц на малые углы при прохождении через эмульсию⁴. Значения, полученные с помощью этих методов, равнялись соответственно $m_\pi/m_\rho = 1,65 \pm 0,11$ и $m_\pi/m_\rho = 1,35 \pm 0,10$. (Указанные пределы ошибок при определении m_π/m_ρ по величине рассеяния меньше, чем приводимые в статье Гольдшмидта, по следующим причинам. Раньше значения масс для различных мезонов, классифицированных феноменологически, давались отдельно. Теперь, однако, известно, что по крайней мере большинство σ -мезонов, представляет собой π -частицы, а ρ -мезоны являются ρ^+ - и ρ^- -частицами. Различные результаты могут быть поэтому объединены и дают значения для m_π/m_ρ с большой статистической точностью.) Последние опыты, выполненные в Беркли, указывают на то, что истинным значением является, повидимому, значение $1,33 \pm 0,02$. Этот результат ставит под серьёзное сомнение надёжность метода, основанного на подсчёте зёрен. Однако вследствие больших преимуществ этого метода и важных заключений, которые на нем основаны, был поставлен ряд опытов с целью определения условий, при которых могут быть получены надёжные результаты. В первых опытах⁵ две наиболее серьёзные экспериментальные трудности были обусло-

явлены регрессией скрытого изображения и изменением степени проявления с глубиной. Это заставило нас перейти к изучению только одновременно образованных следов и сравнивать плотность зёрен вдоль следов π - и μ -мезонов одной и той же пары.

В результате этого ограничения следы π -мезонов, пригодные для измерений, были в большинстве случаев короче 400 μ . В последующих опытах удалось получить значительно более благоприятные условия для измерений, благодаря короткому времени экспозиции (в этом случае эффектом регрессии можно пренебречь), а также благодаря методу проявления пластинок, применённому Дилвортом, Оккиалини и Пайном⁷, с помощью которого достигалась примерно одинаковая степень проявления с глубиной. На пластинках, проявленных таким способом, допустимо сравнение плотности зёрен

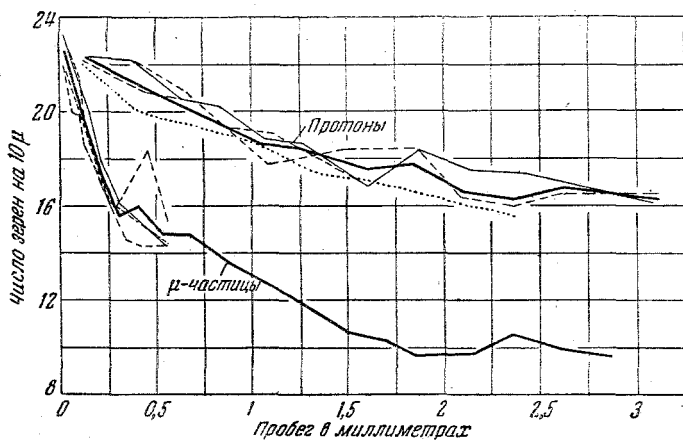


Рис. 9. Зависимости плотность зёрен — пробег для протонов и μ -частиц.

в следах несвязанных частиц. Кроме того, теперь известно, что большинство, а возможно и все мезоны, которые образуют «звёзды», является π -частицами^{6,8} и что большинство ρ -мезонов является μ^+ - и μ^- -частицами. При определении m_π и m_μ мы производили по этому измерения вдоль следов π^+ - и π^- , μ^+ - и μ^- -частиц с длиной, большей 1000 μ , и сравнивали полученные результаты с результатами аналогичных измерений вдоль следов протонов. В этих условиях мы нашли, что $m_\pi/m_\mu = 1,33 \pm 0,05$. Детальное описание наблюдений будет опубликовано отдельно, но для задач, преследуемых в настоящей статье, достаточно отметить, что результаты находятся, повидимому, в хорошем согласии с результатами, полученными другими методами. Из этого можно заключить, что, используя эмульсию Ильффорд С2 в новых условиях, можно получить достоверные результаты. Мы видели, что с новыми эмульсиями Кодака были достигнуты

условия одинакового проявления с глубиной и отсутствия регрессий. Поэтому мы попытались измерить массу частиц методами, аналогичными тем, которые применялись для ильфордовских пластинок. На рис. 9 показаны результаты, полученные из наблюдений четырёх следов протонов и четырёх μ -частиц, обнаруженных на одной и той же пластинке. На этом графике отложено число зёрен, приходящихся на единицу длины следа, в зависимости от значений остаточного пробега. Средние значения для следов одного типа показаны сплошными линиями. Отношение масс обоих типов частиц может быть выведено путём сравнения значений остаточного пробега, при которых плотности зёрен одинаковы. Полученный таким образом результат равен

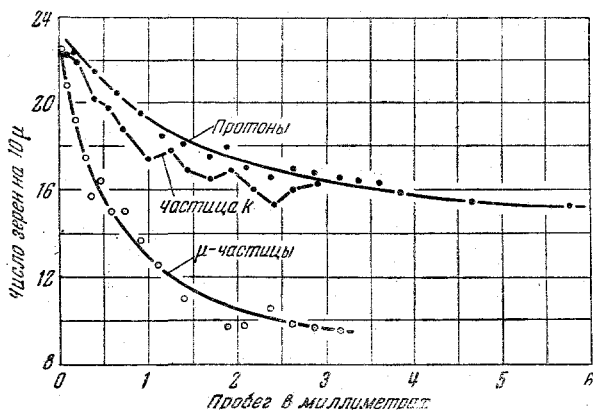


Рис. 10. Зависимости плотности зёрен — пробег для частицы k , протонов и μ -частиц.

$m_\mu = (220 \pm 20) m_e$. Используя аналогичные методы, мы оценили массу частицы k . Результаты измерений представлены на рис. 10. На этом графике показаны средние значения плотности зёрен в следах четырёх μ -мезонов и четырёх протонов, а также соответствующие результаты для частицы k . Все рассматриваемые следы были зарегистрированы на одной пластинке.

В таблице I даны значения массы частицы k , полученные путём сравнения плотности зёрен в следе этой частицы, со средней кривой для протонов. Все полученные таким образом значения являются независимыми, и среднее из них равно $m_k = (1080 \pm 160) m_e$. Пределы указанной выше ошибки выведены следующим образом. Мы сравнивали плотность зёрен в следах четырёх отдельных протонов со средней кривой для тех же частиц (см. рис. 9) и получили таким образом некоторое число независимых значений для кажущейся массы каждой из этих частиц. Распределение этих значений позволяет нам вычислить «вероятную ошибку», связанную с массой, определённой

то наблюдениям над любым данным следом, и выразить её в процентах от кажущейся массы частицы. Затем предполагается, что относительная ошибка для вычисленной массы частицы k имеет то же самое значение. Изучая с помощью ранее описанных методов⁴ рассеяние частиц на небольшие углы, мы определили также массу m_k и получили значение $m_k = (1800 \pm 400) m_e$. Если истинное значение массы частицы равно $1080 m_e$, то вероятность того, что значение, полученное при наблюдении рассеяния, будет равно или будет больше $1800 m_e$, составляет $1/4$. Вследствие больших статистических флуктуаций, характерных для явления рассеяния, мы считаем более достоверными

Т а б л и ц а I

Отношение m_p/m_k (т. е. массы протона к массе частицы k), полученное путём подсчёта плотности зёрен

Отдельные независимые значения m_p/m_k :					
1,77	1,49	1,64	2,17	1,79	1,32
1,71	1,27	1,69	2,13	1,55	
Среднее значение 1,70; $m_k = (1080 \pm 160) m_e$					

измерения, основанные на подсчёте зёрен. Из этих наблюдений кажется очевидным, что истинное значение m_k лежит между 700 и $1800 m_e$, и мы считаем весьма вероятным, что величина этой массы существенно меньше массы протона. Действительно, на рис. 10 видно, что каждая отдельная точка, дающая плотность зёрен в следе k при некотором значении остаточного пробега лежит ниже соответствующих точек для каждого из четырёх протонов.

Расщепление B

Следы c и d — двух частиц, испущенных из точки B , соответствуют протонам или более тяжёлым частицам, которые образуются, по нашему мнению, в результате расщепления, вызванного частицей t . Эта частица, проходя через эмульсию, испытывала частое рассеяние, что указывает на то, что она обладала малой скоростью. Результаты наблюдений согласуются с предположением, что она достигает конца своего пробега в точке B . Единственной известной медленной заряженной частицей, способной вызвать расщепление типа звезды B , является π^- -частица^{6,8}. Поэтому мы предполагаем, что в точке A был создан отрицательный мезон с массой $286 m_e$, который, достигнув конца своего пробега, вызвал расщепление B .

Превращение А

Для того чтобы объяснить превращение А мы произвели детальное исследование следов испущенных частиц. Из двух следов *a* и *b* первый имеет длину в эмульсии, большую 2000 μ , и оканчивается на поверхности, а второй имеет длину 116 μ и оканчивается на стекле. Плотности зёрен в обоих следах равны, в пределах, определяемых статистическими флуктуациями.

Средняя плотность зёрен в длинном следе *a* равна 49,0 зёрен на 100 μ , т. е. в 2,17 раза больше значения, отвечающего минимуму ионизации для частицы с зарядом *e*. Так как мы не допускаем существования дробных значений элементарного заряда, то мы приходим к выводу, что обе частицы, образовавшие следы *a* и *b*, обладали зарядом, равным *e*. Для того чтобы определить возможные значения

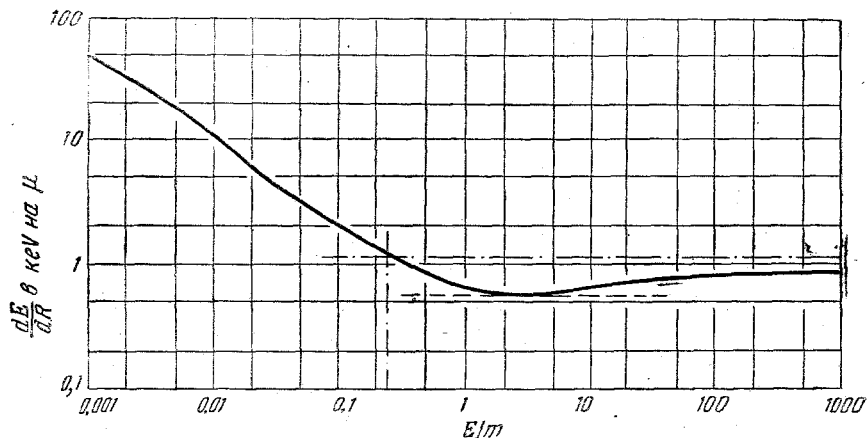


Рис. 11. Зависимость величины потери энергии частицы с зарядом *e* от отношения E/m , где E — кинетическая энергия, а m — масса частицы; обе величины измерены в MeV.

энергии частиц, образовавших следы *a* и *b*, мы вычислили из формулы Галперна и Холла⁹ изменение удельной ионизации частицы, обладающей зарядом *e*, в зависимости от энергии, предполагая, что атомный состав новой эмульсии идентичен с атомным [составом пластинок Илфорд С2. Используемая нами формула является модификацией формулы Блоха. Она применяется к частицам, движущимся в твёрдой среде, и даёт результаты, находящиеся в хорошем согласии с опытом для частиц малой энергии. Полученные результаты приведены на рис. 11. На графике удельная ионизация отложена как функция величины E/m , где E — энергия, а m — масса частицы, причём обе величины измерены в MeV. На рис. 11 мы определили возможные значения энергии частиц *a* и *b*, соответствующие наблюдаемым плотностям зёрен в следах, предполагая

последовательно, что частицы представляют собой протоны, π -мезоны μ -мезоны или электроны. Полученные результаты собраны в таблице II. Превращение, вызванное в A частицей k , может быть объяснено двумя способами. Мы можем предположить либо что частица была захвачена ядром, либо что она спонтанно распалась. Воспользовавшись измеренными значениями массы частицы, можно, исходя из закона сохранения массы и энергии, предположить, что в конце своего пробега в эмульсии частица была захвачена ядром, что привело к испусканию двух протонов большой энергии и π -частицы.

Таблица II

Значения энергии и импульса частицы, создающей след α , выведенные из наблюдаемых плотности зёрен и рассеяния при различных предположениях о массе частицы

Род частицы		Протон	π -мезон	μ -мезон	Электрон
Энергия в MeV	а) Меньше энергии, отвечающей минимуму ионизации	235 ± 95	37 ± 13	27 ± 11	$0,13 \pm 0,05$
	б) Больше энергии, отвечающей минимуму ионизации				>1000
Импульс в MeV/c	а) Меньше импульса, отвечающего минимуму ионизации	700 ± 160	109 ± 22	80 ± 15	$0,4 \pm 0,1$
	б) Больше импульса, отвечающего минимуму ионизации				>1000
	в) Из наблюдений над рассеянием	245 ± 40	113 ± 18	100 ± 16	68 ± 11
	г) Из баланса импульсов	98 ± 5	98 ± 5	98 ± 5	98 ± 5

Однако почти наверное освобождение в ядре такого большого количества энергии приведёт к испарению многих нуклонов (процесс, обычно наблюдаемый на пластинках, подвергнутых действию космического излучения). Таким образом, два протона большой энергии будут представлять собой лишь две компоненты сложной звезды (следует отметить, что мы не можем предположить, что частица k была захвачена одним из редких ядер тяжёлого водорода, содержащегося в желатине. При таком взаимодействии алгебраическая сумма зарядов двух начальных частиц должна быть равна 0 или $2e$, а алге-

браическая сумма зарядов вновь образованных частиц равна e или $3e$). Ниже мы увидим, что имеются ещё другие возражения, не позволяющие принять гипотезу о том, что следы a и b были образованы протонами или более тяжёлыми ядрами с зарядом e .

Из приведённых рассуждений следует, что если мы будем описывать превращение, используя частицы, существование которых уже установлено, то мы должны приписать следы a и b либо электронам, либо π - или μ -мезонам. Рассматривая первую из этих возможностей, мы должны предположить, что электроны обладают энергией, большей, чем энергия, соответствующая минимальной ионизации, а именно, большей 1000 MeV. Наблюдаемой ионизации соответствует нижний предел энергии, равный 300 KeV. Частица с такой энергией имела бы пробег в эмульсии, равный всего лишь 100 μ и испытывала бы частое рассеяние. Поэтому предположение, что частицы a и b были электронами, не согласуется с законом сохранения энергии и может быть отброшено. Таким образом, остаётся решить вопрос, образованы ли следы π - или μ -мезонами.

Если частицы a и b были мезонами, то для того, чтобы соблюдался закон сохранения массы и энергии, мы должны предположить, что их кинетические энергии равнялись 27 MeV или 37 MeV, соответственно для случая μ -или π -мезонов (см. рис. 11). В любом случае очень трудно согласовать наблюдения с предположением, что частицы были испущены в результате освобождения в ядре энергии, соответствующей массе покоя частицы k . Поэтому мы вынуждены рассмотреть возможность объяснения наблюдений спонтанным распадом этой частицы.

Предположение о спонтанном распаде k -частицы

Изучая предположение о том, что превращение в A соответствует спонтанному распаду частицы k , мы должны выяснить, каковы относительные направления движения трёх испущенных частиц. Для этой цели необходимо определить усадку эмульсии, т. е. отношение S толщины эмульсии во время экспозиции пластинки к её толщине после проявления, фиксации и просушки. Мы измерили эту величину, исследуя следы α -частиц, образованных в эмульсии случайными радиоактивными загрязнениями. Среди таких «звёзд» некоторые можно опознать как созданные атомом радиотория, из которого вылетает α -частица тория C' . Усадка измерялась путём определения длин проекций соответствующих следов на поверхности эмульсии и их кажущихся углов «входа». Значение найденной таким образом усадки равнялось $S = 2,7 \pm 0,1$. Зная значение S , в благоприятных случаях можно определить первоначальное направление следа в эмульсии до проявления с точностью порядка 1° . Это можно сделать, наблюдая кажущийся угол «входа» частицы и направление проекции её следа на плоскости, определяемой поверхностью эмульсии. С помощью этих методов было обнаружено, что первоначальные направ-

ления движения трёх частиц были компланарны. Отклонение направления движения любой частицы от плоскости, определяемой направлениями движений двух других частиц, меньше чем 4° . Ошибка, с которой производилось это определение, обусловлена главным образом тем обстоятельством, что длина следа t невелика и что частица, образующая его, обладала малой скоростью и часто испытывала рассеяние. Углы между направлениями движения частиц в общей плоскости показаны на рис. 12. Наблюденная компланарность является основанием для предположений, что три частицы возникают в результате спонтанного распада k -частицы в конце её пробега в эмульсии, что они являются единственными продуктами её распада и что при этом распаде не происходит испускания нейтральных частиц, которые

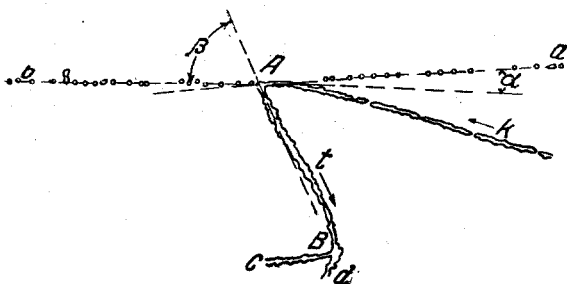


Рис. 12. Воспроизведение явления, изображённого на рис. 8, выполненное с помощью проекционного микроскопа. Действительные углы α и β , измеренные, в общей для всех трёх следов плоскости, равны $\angle \alpha = 9,8^\circ$; $\angle \beta = 76,6^\circ$.

ускользают от наблюдения. Отсюда следует, что векторная сумма импульсов трёх частиц должна быть равна нулю. Если мы правильно приписываем след t π^- -частице, то из наблюдаемого пробега, равного 45μ , следует, что кинетическая энергия выброса равнялась $1,04 \text{ MeV}$. Соответствующее значение импульса частицы равно $17,5 \text{ MeV}/c$. Далее из наблюдаемых направлений движения определялись импульсы частиц, создающих следы a и b . Они оказались равными 98 ± 5 и $104 \pm 5 \text{ MeV}/c$ соответственно. Эти значения следует сравнивать со значениями, соответствующими электронам и мезонам, приведёнными в таблице II и выведенными из наблюдаемой плотности зёрен в следах. Мы видим, что значения, указанные в таблице II для импульсов двух частиц, в предположении, что эти частицы являются электронами, во много раз больше. Отсюда следует, что баланс импульсов далеко не соблюдается, если приписать следы a и b либо протонам, либо электронам. Кроме того, значения импульсов, выведенные из наблюдений над рассеянием частиц, не согласуются с результатами, полученными из подсчёта зёрен, если предположить, что эти частицы являются либо электронами, либо протонами (см. таблицу II).

Согласие между рядом значений для мезонов является поразительным и служит сильным доводом в пользу предположения о спонтанном распаде k -частицы.

Заметим, что если полученный результат рассматривать как случайный, то такая случайность осуществилась в результате крайне редкого совпадения таких несвязанных между собой характеристик, как компланарность направлений движения частиц, пробег частицы t и удельная ионизация, создаваемая частицами, образовавшими следы a и b . Значения импульсов частиц, образующих следы a и b , определённые тремя различными методами, согласуются в пределах ошибок измерений с предположением о том, что имел место спонтанный

Таблица III

Определение массы частицы k для двух предполагаемых схем распада

(1) $k \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0$			
	След a	След b	След t
Частица	π^-	π^+	π^0
Масса покоя в m_e	286	286	286
Энергия в m_e	61	64	2
$m_k = 985 m_e$			
(2) $k \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \mu^0$			
	μ^+	μ^0	π^-
Частица	μ^+	μ^0	π^-
Масса покоя в m_e	212	212	286
Энергия в m_e	76	81	2
$m_k = 869 m_e$			

распад k -частицы, в результате которого образовались либо μ -мезоны, либо π -мезоны. Мы можем произвести дальнейшую проверку наших предположений, вычисляя значения массы покоя частицы k , которые соответствуют двум различным предположениям. Полученные результаты приведены в таблице III. (При измерении энергии частиц, образующих следы a и b , предполагается, что след t образован π^- -частицей с импульсом $17,5 \text{ MeV}/c$; зная относительные направления движения трёх испущенных частиц, можно определить импульсы остальных двух частиц, а следовательно, и энергии, соответствующие любым принятым массам).

Из таблицы III видно, что предположение о двух μ -мезонах даёт для массы покоя k -частицы значение $869 m_e$, а предположение о двух π -мезонах — значение $985 m_e$. Если предположить, что при распаде возникают различные частицы, а именно, один π - и один μ -мезон, то получается промежуточное значение, равное примерно $925 m_e$. Вследствие ошибок в прямом определении величины m_k этот результат не позволяет решить вопрос о схеме распада. Если попытаться объяснить рассмотренное нами превращение с помощью ранее известных частиц, то возможны четыре варианта интерпретации природы частиц, образующих следы a и b . Они схематически рассмотрены в таблице IV.

Случай 3 в таблице IV наименее вероятен по следующим причинам. Если след a принадлежит π -мезону, то мы можем подсчитать импульс

и плотность зёрен, которых мы можем ожидать в следе b . Таким образом, мы получаем значение 34 зерна на 100 микрон вместо наблюдаемого значения $51,0 \pm 6,0$. С другой стороны, в случае 4, когда след a образован μ -мезоном, вычисленная плотность зёрен для следа b равна 64. Эта величина отличается от наблюдаённой только на два стандартных отклонения. Наблюдаемые плотности зёрен лучше всего согласуются с предположением, что обе частицы одного типа. Наблюдения над рассеянием частицы, образующей след a , находятся в лучшем согласии с предположением, что эта частица является скорее π -мезоном, чем μ -мезоном (см. таблицу II), но полученные

Таблица IV

Сравнение подсчитанных и наблюдаённых значений плотности зёрен в следе b при различных предположениях о природе частиц, образующих следы a и b

Длина следа в микронах	Число зёрен	Плот- ность зёрен	Предполагаемые частицы			
			1	2	3	4
След a 2100	1025	$49 \pm 1,5$	π	μ	π	μ
След b 116	59	$51 \pm 6,0$	π	μ	μ	π
Вычисленная плот- ность зёрен в следе b			45	45	34	64

(Значения плотности зёрен даны в зёрнах на 100 микрон)

результаты опять не могут однозначно решить вопрос о природе частиц. Мы можем объединить этот результат и результаты, полученные при определении масс по счёту зёрен, утверждая, что имеются некоторые доказательства в пользу того, что три распадные частицы являются π -мезонами; однако при этом нельзя исключить возможность распада на один π - и два μ -мезона или два π - и один μ -мезон.

Вероятность наложения несвязанных явлений

В свете анализа, произведённого в предыдущих разделах, мы можем вернуться к первоначальному предположению о том, что это явление не следует рассматривать как случайное наложение следов. Недостаток точности, с которой определится масса частицы k , не позволяет нам исключить возможность того, что частица обладает массой протона, хотя результаты, полученные при подсчёте зёрен, делают эту возможность мало вероятной. Предположим, что протон,

не связанный с частицами, образующими другие следы, оканчивает свой пробег в точке A . Даже при этом предположении наблюдаемое явление очень трудно объяснить обычным образом. В нашей лаборатории наблюдалось много случаев испускания π^- -частиц в звездах⁸. Однако в рассматриваемом случае мы имеем ядерное взаимодействие, при котором испускаются два мезона большой энергии. Это ядерное взаимодействие не сопровождается испусканием медленных протонов и α -частиц, что требует своего объяснения. Аналогичная трудность возникает, если мы предположим, что частица, образовавшая один из следов a или b , достигает A и вызывает превращение. Если, с другой стороны, следы c и d , расходящиеся из звезды B , соответствуют несвязанному расщеплению, вызванному, например, γ -квантом, то мы можем предположить, что след t вызван протоном. В этом случае мы встречаемся с трудностями, связанными с объяснением особенностей звезды A , которая при этом предположении должна быть образована медленной заряженной частицей. Возникающие при этом трудности были обсуждены в предыдущем параграфе.

Изложенные соображения являются ещё одним доводом в пользу первоначального предположения, что все следы, показанные на микрофотографии, представляют собой последовательность связанных процессов.

Связь между изложенными результатами и другими наблюдениями

Если частица, обладающая элементарным зарядом, испытывает спонтанный распад, то согласно закону сохранения заряда число распадных частиц с зарядом e должно быть нечётным. С этой точки зрения знак заряда первичной частицы может быть либо положительным, либо отрицательным. Если частицы, образовавшие следы a и b , обладают противоположными по знаку зарядами, то первичная k -частица должна быть заряжена отрицательно. Единственная другая возможность заключается в том, что обе эти частицы заряжены положительно. В этом случае частица k также заряжена положительно. Поэтому возможно, что наши наблюдения соответствуют распаду положительно заряженных частиц с массой, примерно равной $900 m_e$, и что в наблюдениях Лепринс-Ринге² частицы с той же массой, заряженные отрицательно, захватываются ядром; при этом образуется звезда и испускается π^- -частица.

Рочестер и Бутлер опубликовали фотографию, полученную в камере Вильсона, которая соответствует, повидимому, спонтанному распаду нейтральной частицы с массой около $900 m_e$ на две противоположно заряженные частицы, масса покоя которых равна примерно $300 m_e$. Поэтому мы решили рассмотреть возможность того, что процесс распада состоит из двух этапов, именно, испускания π^- -частицы малой энергии и последующего распада возникшей нейтральной частицы. При этом, однако, необходимо предположить, что

нейтральная частица имеет время жизни порядка 10^{-14} сек. С другой стороны, нейтральная частица в результате отдачи удалится от первоначальной точки распада, и поэтому две заряженные частицы, в которые она превращается, возникнут в точке, удалённой от начала следа π -частицы. Отсюда следует, что мы не можем отождествить постулированную нестабильную нейтральную частицу с частицей, доказательство существования которой дано в опытах Рочестера и Бутлера. В заключение мы рассмотрим возможную связь между нашими результатами и результатами, сообщёнными Братом и Петерсом², которые получили доказательства существования частиц с массой около $800 m_e$, названных τ -мезонами. Отличительной чертой их опытов является то, что эти мезоны не образуют регистрируемых вторичных частиц в конце своего пробега. Возможно, что при распаде этих частиц также возникают три заряженных мезона, но что при этом превращении имеет место значительно более равномерное распределение кинетической энергии, чем в наблюдаемом нами случае. Отсюда следовало бы, что в эмульсиях Илфорд С2 продукты распада обычно ускользают от наблюдения. Если эта точка зрения правильна, то мы должны рассматривать обнаруженный нами случай как редкий пример обычной схемы распада этих мезонов, случайно позволивший нам произвести детальный анализ этого явления. Если это так, то τ -мезон Брата и Петерса, регистрируемый с помощью эмульсии, чувствительной к электронам, должен образовывать следы трёх мало ионизирующих частиц, направления движения которых компланарны.

Замечание, добавленное при корректуре

Когда эта статья была написана, доктор Петерс сообщил нам, что он и доктор Брат наблюдали в эмульсии Илфорд С2, экспонированной на высоте 27 000 м, три следующих случая. Частица, массу которой они считают примерно равной массе их τ -мезонов, повидимому, останавливается и испускает частицу меньшей массы, которая вызывает в конце своего пробега ядерное расщепление. Пробеги вторичных частиц равны в этих трёх случаях 20, 25 и 45 μ соответственно. Авторам не были известны наши результаты, когда они сообщили нам, что их наблюдения, возможно, соответствуют спонтанному распаду тяжёлых мезонов. Согласно их описанию эти явления в точности соответствуют тем, которых следует ожидать в эмульсии С2 в результате спонтанного распада тяжёлых частиц постулированного нами типа: частицы с малой удельной ионизацией не регистрируются илфордскими пластинками.

Наблюдения Петерса и Брата являются, повидимому, дальнейшим доказательством предположения, что описанные наблюдения не вызваны случайным наложением следов. Они свидетельствуют также о том, что в ближайшем времени будут найдены дальнейшие примеры, которые позволят произвести детальный анализ.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Berriman, *Nature*, **162**, 992 (1948).
2. Leprince-Ringuet, *C. R.* **226**, 1897 (1948); Rochester and Butler, *Nature* **160**, 855 (1947); Bradt and Peters, Report to the Bristol Symposium, 1948 (в печати); Allichanian, Allichanov and Weissenberg, *J. Exp. and Theoret. Phys. USSR* **18** 301, (1948) и др.
3. Camerini, Muirhed, Powele and Ritson, *Nature* **162**, 433 (1948).
4. Goldshmidt-Clermont, King, Muirhed and Ritson, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 138 (1948).
5. Lattes, Occhialini and Powele, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 173 (1948).
6. Serber, Report of Solvay Conference for 1948.
7. Dilmorth, Occhialini and Payne, *Nature* **162**, 102 (1948).
8. Occhialini and Powele, *Nature* **162**, 168 (1948).
9. Halpern and Hall, *Phys. Rev.* **73**, 447 (1938).
10. Livingston and Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 263 (1937).
11. Camerini and Lattes (частное сообщение), см. также Поуэлл и Оккиалини, *УФН* **35**, 213, 384 (1948).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕЛЕНОВЫХ
ФОТОЭЛЕМЕНТОВ С ЗАПОРНЫМ СЛОЕМ***С. Г. Юров и В. С. Хазанов*

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика, химические производства, полиграфия, геофизика, метеорология, светотехника, текстильное производство — таков далеко не полный перечень областей науки и техники, в которых не малую роль играют измерения излучений и, в частности, световые измерения с помощью фотоэлементов.

В настоящее время для этих целей наиболее широко применяются селеновые фотоэлементы с запирающим слоем. Это объясняется тремя основными причинами:

1. Селеновые фотоэлементы *) просты в эксплуатации, ибо они не требуют посторонних источников напряжения.

2. Эти фотоэлементы обладают сравнительно высокой чувствительностью, доходящей до 500 $\mu\text{a}/\text{лм}$.

3. Их спектральная чувствительность напоминает кривую чувствительности человеческого глаза, что имеет значение для световых измерений, производимых, безусловно, наиболее часто.

Теории действия и различным свойствам селеновых фотоэлементов посвящено громадное количество работ, однако достаточно полных обзоров фотометрических свойств селеновых фотоэлементов различных марок практически не имеется. В результате потребителям этих фотоэлементов, не имеющим достаточного опыта и возможности ознакомиться по отдельным многочисленным работам с их свойствами, не известны с достаточной полнотой фотометрические свойства используемых фотоэлементов, что приводит зачастую к весьма большим ошибкам, ощутимым даже при самых грубых измерениях.

*) Для краткости впредь будут опускаться необходимые по существу слова «с запирающим слоем».

Используя опыт работы фотометрической лаборатории ВЭИ и литературные данные, авторы делают попытку с единой точки зрения охарактеризовать наиболее важные фотометрические свойства селеновых фотоэлементов, отнюдь не имея намерения излагать теорию их действия¹.

Для правильной оценки тех численных данных, которые приводятся ниже, следует иметь в виду, что они являются и могут являться только ориентировочными, ибо, как показала практика, селеновые фотоэлементы по своим свойствам индивидуальны, причём различия заметны не только между разными марками (фирмами), но также и внутри одной и той же марки и даже серии. Изложенные ниже сведения дают представление о возможных ошибках, средствах их устранения и вероятных причинах возникновения.

2. ХАРАКТЕРИСТИКА «ФОТОТОК — ОСВЕЩЁННОСТЬ»

«Первичный» фототок, возникающий в результате действия на фотоэлемент потока излучения, прямо пропорционален этому потоку¹.

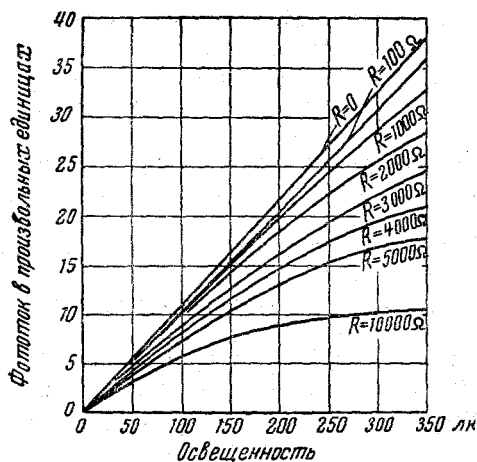


Рис. 1. Зависимость фототока от освещённости при различных сопротивлениях нагрузки.

Первичный фототок протекает по двум параллельным цепям: внешней (включающей измерительный прибор), сопротивление которой остаётся постоянным, и внутренней (селен, запирающий слой), сопротивление которой зависит от освещённости фотоэлемента. Только в том случае, если внутреннее сопротивление фотоэлемента значительно больше внешнего сопротивления, ток, протекающий во внешней цепи, можно, с некоторым приближением, считать пропорциональным освещённости, т. е. полагать, что характеристика «ток — освещённость» линейна (рис. 1). Внутреннее темновое сопротивление запирающего слоя зависит от приложенного напряжения и имеет величину от 1 до 250 Ком для разных марок фотоэлементов (рис. 2). Оно уменьшается с увеличением освещённости, следовательно, характеристика «ток — освещённость» будет тем менее отклоняться от прямой, чем меньше освещённость и меньше сопротивление внешней цепи, т. е. измерительного прибора. Э. д. с. селенового фотоэлемента, по этим же причинам, увеличивается с возрастанием освещённости нелинейно

при росте освещённости приближается к некоторой постоянной величине.

Многочисленные эксперименты^{2,3}, имевшие целью определить характеристику «ток—освещённость» для селеновых фотоэлементов, подтверждают в первом приближении эти выводы.

В качестве примера влияния величины внешнего сопротивления на ошибку измерения, которая может получиться в результате нелинейной зависимости фототока во внешней цепи от освещённости, приведена таблица I*).

Таблица I

Фотоэлемент	Диаметр чувствительной части в мм	Отношение чувствительности при 1000 лк к чувствительности при 400 лк при сопротивлении внешней цепи:	
		10 ом	200 ом
ГОИ № 1896	36	1,0	0,91
ГОИ № 1900	36	1,0	0,97
ЛЭТИ № 102	37	0,99	0,87
ЛЭТИ № 140	51	0,93	0,68
СВ № 25 **)	40	0,9	0,83
СВ № 92	40	0,9	0,83
Вестон	40	0,99	0,94
Электроселл	37	0,97	0,93
САФ	57	0,96	0,75
Тунгсрам	35	0,97	0,93
ФАИ № 776	51	0,94	0,72
ФАИ № 2607	51	0,99	0,91

Из данных таблицы можно заключить, что при сопротивлении нагрузки, равном 10 ом, большинство фотоэлементов обладает в интервале 400—1000 лк удовлетворительной линейностью (отклонение 2—3%), тогда как при внешнем сопротивлении 200 ом ошибка может достигать для низкоомного фотоэлемента 25%. В интервале освещённости

*) 1. Таблица составлена по результатам испытаний, проводившихся в ВЭИ, и по литературным данным.

2. В таблице помещены результаты испытаний лишь для некоторых, наиболее характеризующих марку, фотоэлементов.

3. Обычно, чем меньше площадь чувствительной поверхности фотоэлемента, тем лучшую линейность он обнаруживает.

4. Обычно фотоэлементы с большим внутренним сопротивлением (более линейные) обладают гладкой тёмносерой поверхностью, тогда как у низкоомных фотоэлементов чувствительная поверхность обычно неровная, светлая с металлическим блеском.

***) Селеновые фотоэлементы СВ № 25 и № 92 были любезно предоставлены Н. С. Хлебниковым и М. И. Беляевым.

щённостей до 10—30 мк у некоторых фотоэлементов встречаются отклонения фототока от линейности в сторону более быстрого роста. Вероятно, это случается, когда сопротивления слоя селена и запертого слоя имеют один порядок величины, и начинает играть заметную

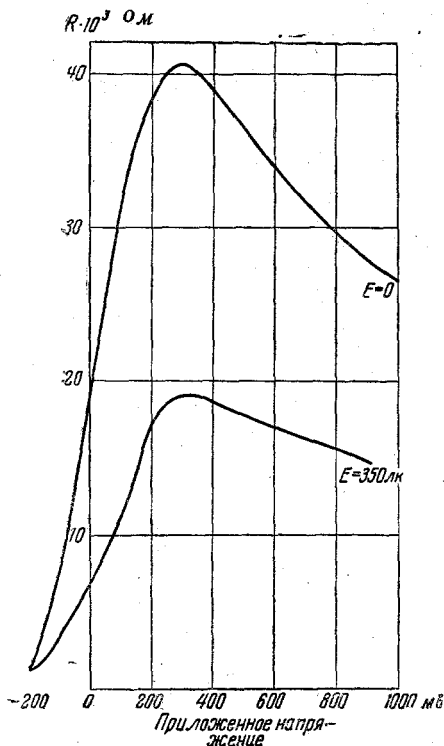


Рис. 2. Сопротивление селенового фотоэлемента в зависимости от освещённости и приложенного напряжения.

роль фотопроводимость селена. В этом случае наблюдается рост чувствительности фотоэлемента с освещённостью⁴. Для измерения освещённостей, меньших 0,1 мк, селеновые фотоэлементы считаются неприменимыми из-за большой начальной нестабильности (см. § 4). При освещённостях до 30—40 мк ток и даже э. д. с. для фотоэлементов с достаточно большим внутренним сопротивлением практически линейно зависят от освещённости⁵.

При дальнейшем росте освещённости э. д. с. растёт нелинейно, приближаясь к пределу, зависящему от спектрального состава падающего излучения и образца фотоэлемента^{6,7}. Начиная с освещённостей примерно в 10³ мк, даже при малом сопротивлении внешней цепи фототок растёт нелинейно с ростом освещённости^{7,8}. Вид характеристики «фототок короткого замыкания — освещённость» в пределах ошибки эксперимента не зависит от спектрального состава излучения⁹, что является ещё одним доводом в пользу выбора измерительных схем с малым сопротивлением нагрузки.

Изложенные выше данные могут рассматриваться лишь как ориентировочные, поскольку селеновые фотоэлементы обладают даже внутри одной и той же марки заметной индивидуальностью. В зависимости от требований к точности измерений может встать вопрос о контроле линейности. Последний, чаще всего, производится на фотометрической скамье с использованием закона «обратных квадратов». Однако этот способ, при его сравнительной сложности, недостаточно надёжен и точен. Более простой и самый точный способ заключается в использовании установки, состоящей из нескольких одновременно горящих ламп, каждая из которых может закрываться

непрозрачным щитком. Используя такую установку, Кемпбелл¹⁰ на нескольких фотоэлементах (разных марок) установил, что режим короткого замыкания не является наилучшим для линейной зависимости «фототок — освещённость». По данным Кемпбелла для каждого фотоэлемента должно быть подобрано наиболее выгодное сопротивление внешней цепи, при котором отклонения от линейности получаются минимальными.

По всей вероятности, результаты этих опытов могут быть объяснены изменениями сопротивления слоя селена (не запорного слоя). Во всяком случае можно сказать с достаточной определённостью, что обычная эквивалентная схема¹ селенового фотоэлемента для полного описания его фотометрических свойств недостаточна.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 3 даны кривые спектральной чувствительности для фотоэлементов, выпущенных разными фирмами, и для сравнения кривая видности. Эти кривые построены в относительных единицах чувствительности на основании литературных данных и измерений, проведённых в ВЭИ.

Обращает на себя внимание разнообразие в спектральной чувствительности для отдельных образцов фотоэлементов. Исследование причин, влекущих за собой различие спектральных чувствительностей^{12, 11}, показало, что оно определяется присутствием в селене примесей. Так, например, примеси серы и нафтиламина (α) сдвигают спектральную характеристику в коротковолновую часть спектра, а примесь теллура — в длинноволновую. На основании отмеченного выше подобия кривой спектральной чувствительности фотоэлемента и кривой видности, в практической фотометрии селеновые фотоэлементы часто применяются для сравнения разносектральных источников. Почти всегда это приводит к весьма заметным, даже для производственных и полевых измерений, ошибкам. Эти ошибки тем больше, чем больше разница в спектральном составе сравниваемых излучений и чем больше отличие кривой спектральной чувствительности фотоэлемента от кривой видности. Для примера на рис. 4 даётся величина ошибки, получаемой при пользовании разными фотоэлементами для сравнения излучений с цветовыми температурами от 1900° К до 2320° К². Рассматривая рис. 4, можно сделать вывод о вероятности получения ошибки при сравнении излучений $T_{цв} = 1900^\circ \text{К}$ и $T_{цв} = 2320^\circ \text{К}$, как большей 20%, так и меньшей 3%, в зависимости от хода кривой спектральной чувствительности фотоэлемента. С другой стороны, проведённые в ВЭИ измерения показали возможность фотометрического сравнения фотоэлементом ГОИ (см. рис. 3) излучения лампы накаливания ($T_{цв} = 2360^\circ \text{К}$) с излучением люминесцентной лампы ($T_{цв} = 6000^\circ \text{К}$) с ошибкой, не превосходящей 13—15%. Это объясняется тем, что спектральная чувствительность этих

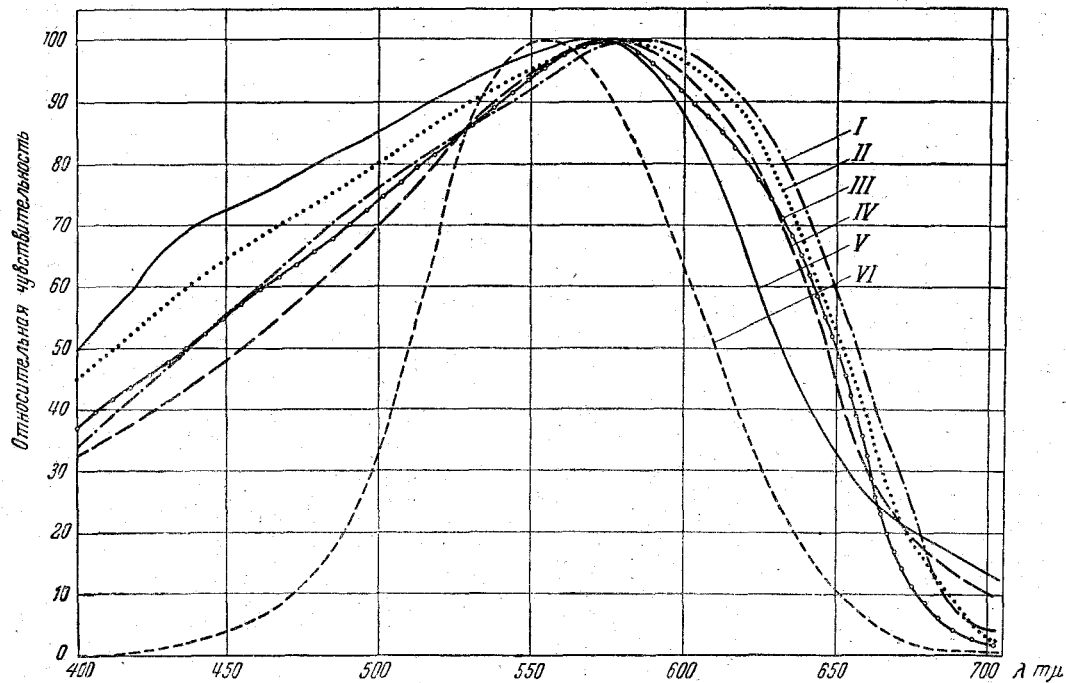


Рис. 3. Спектральная чувствительность фотоэлементов различных марок: I—ФАИ, II—ГОИ, III—ЛЭТИ, IV—Weston и Photronic, V—Tungsram, VI—Глаз.

фотоэлементов подходит ближе к кривой видности среднего глаза, чем у фотоэлементов, выпускаемых другими фирмами. Особенно благоприятным является их сравнительно малая чувствительность в ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях.

Для устранения или, точнее, уменьшения ошибок при фотометрировании селеновым фотоэлементом разноспектральных излучений было предложено несколько методов. К числу наиболее распространённых относятся следующие:

1. Гальванометр, измеряющий фототок, снабжается специально градуированным шунтом, который изменяет долю фототока, идущую через гальванометр в нужное количество раз, при измерениях источников излучения с известным спектральным составом. Практически такой шунт может быть изготовлен лишь для сравнительно небольшого числа источников излучения, как то: ртутные, натриевые, неоновые и т. д. лампы.

Положительной стороной метода является его простота, но всё же широкого распространения он не имеет.

2. Фотоэлемент снабжается таблицей поправочных коэффициентов, дающих отношения чувствительности фотоэлемента для излучений измеряемых источников к его чувствительности для излучения лампы накаливания с определённой цветовой температурой. Метод обладает всеми преимуществами и недостатками вышеописанного способа.

3. Наиболее удобным и самым распространённым на практике методом уменьшения ошибки является приближение кривой чувствительности фотоэлемента к кривой видности с помощью компенсационного светофильтра.

Таким образом, можно сделать вывод, что фотоэлементы с компенсационными фильтрами могут быть использованы весьма эффективно там, где не требуется большой точности, например, для построения «объективных» люксометров. Однако их применение для точных фотометрических измерений, без введения соответствующих поправок, рекомендовано быть не может.

В том случае, если фотоэлемент с компенсационным фильтром употребляется для измерения света, падающего на него под разными углами, например, при измерении освещённости, создаваемой небом, и в других подобных случаях, следует иметь в виду, что компен-

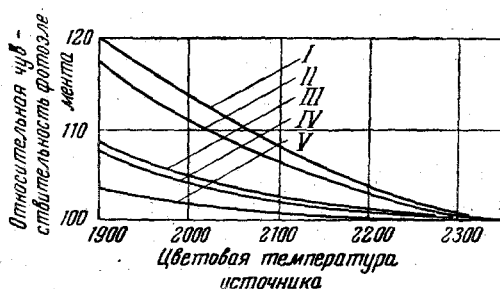


Рис. 4. Ошибка, даваемая различными фотоэлементами при сравнении излучений разного спектрального состава:
 I—Weston, II—NPL, III—Electrocell, IV—NPL, V—SAF и Tungsram.

сационный фильтр сильно ухудшает косинусную характеристику фотоэлемента.

Использование компенсационного фильтра представляется весьма заманчивым, благодаря простоте и универсальности метода. За последние 10—15 лет было разработано и выпущено на рынок несколько типов фотоэлементов с компенсационными фильтрами. Наибольшее распространение получили фотоэлементы ГОИ¹³, Вестон¹⁴, Дреслер¹⁵ и Рик¹⁶.

В ВЭИ было проведено сравнение фотометрических свойств этих фотоэлементов¹⁷, которое показало, что лучшими являются фотоэлементы ГОИ и Вестон. Однако даже при сравнительно небольших различиях в спектральном составе, как, например, лампа накаливания ($T_{\text{пв}} = 2860^\circ \text{K}$) и люминесцентная лампа ($T_{\text{пв}} = 6500^\circ \text{K}$), ошибки у фотоэлемента Вестон могут достигать 5%, а ГОИ — (1—3)%*).

К числу неприятных для точных измерений свойств селеновых фотоэлементов относится зависимость кривой спектральной чувствительности от сопротивления внешней цепи и тока нагрузки⁴.

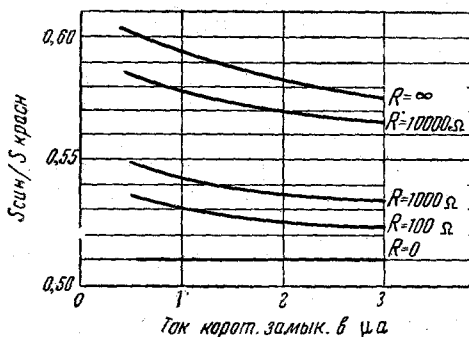


Рис. 5. Изменение отношения чувствительности фотоэлемента в синей части спектра к его чувствительности в красной части спектра в зависимости от внешнего сопротивления и тока нагрузки.

ходящее до 100% от центра к краям. Спектральная чувствительность по поверхности фотоэлемента в пределах точности измерений не меняется¹⁸.

4. НАЧАЛЬНАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ

Под начальной нестабильностью понимается изменение фототока в начальный период после включения освещения фотоэлемента при неизменных прочих условиях. Говоря о начальной нестабильности,

*) Знак «минус» означает, что сила света люминесцентной лампы, измеренная фотоэлементом, меньше её истинного значения.

обычно ограничиваются понятием усталости, подразумевая под ним постепенный спад фототока во времени при постоянной освещённости на фотоэлементе. Однако встречаются и другие термины для характеристики различных проявлений начальной нестабильности: крихт-эффект (Kriecheffekt) или эффект роста фототока, а также термины, характеризующие нестабильность вообще, безотносительно к направлению изменения тока, как, например, дрейф-эффект (Drifteffekt).

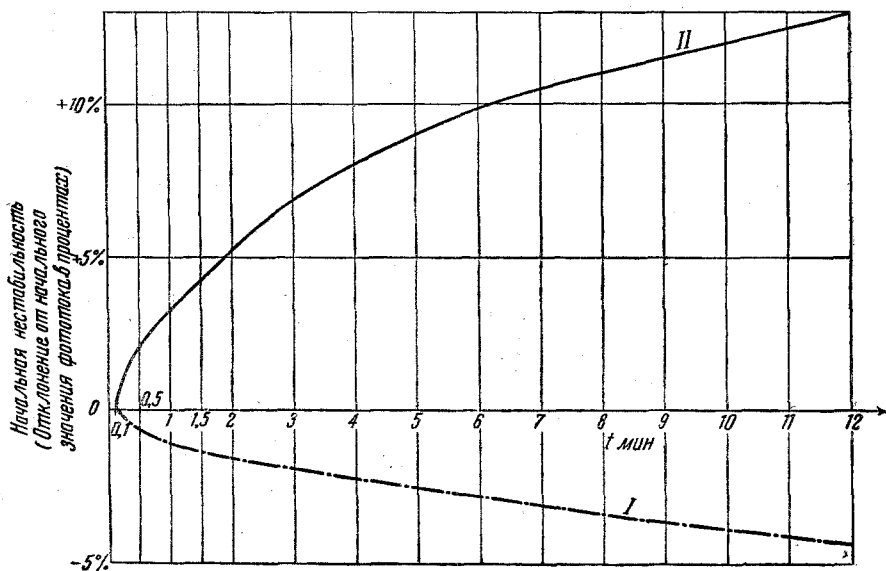


Рис. 6. Начальная нестабильность: I—ГОИ № 1896 1947 г.; II—ГОИ № 1900 1947 г.

Начальная нестабильность селеновых фотоэлементов в первую очередь представляет интерес со следующих точек зрения:

1) Влияние её на измерения излучений ламп накаливания, особенно с цветной температурой, соответствующей наиболее ходовым эталонным лампам (примерно $2200^{\circ}K$ — $2600^{\circ}K$).

2) Влияние её на точность спектральных измерений, когда селеновый фотоэлемент помещён в качестве приёмника у входной щели монохроматора.

Определение начальной нестабильности производилось при освещении фотоэлементов светом лампы накаливания с $T_{лив} = 2360^{\circ}K$, а также при облучении монохроматическими потоками ($c\lambda = 460 \text{ м}\mu$, $550 \text{ м}\mu$ и $680 \text{ м}\mu$). Нестабильность фототока для большинства фотоэлементов заметна в течение 10—15 минут. В случае освещения фотоэлемента светом лампы накаливания начальная нестабильность

может заключаться в 1) первоначальном росте, а затем спаде тока, 2) постепенном росте или 3) постепенном спаде тока.

Характерные кривые начальной нестабильности для этих случаев изображены на рис. 6 и 7. Встречаются также фотоэлементы, не обладающие в этих условиях освещения начальной нестабильностью.

При освещении фотоэлементов синим и жёлто-зелёным светом наблюдается или постоянство или рост тока, в то время как обл-

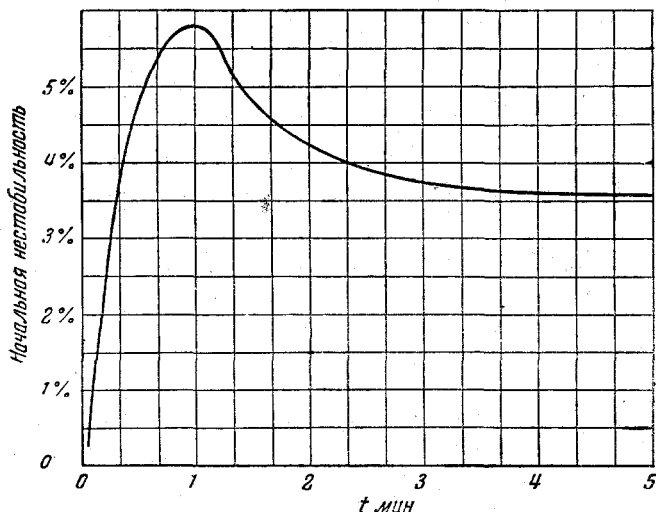


Рис. 7. Начальная нестабильность фотоэлементов NBS.

чение красным светом всегда вызывает сравнительно быстрый спад тока. При освещении фотоэлементов глубоко красным светом с $\lambda = 700$ м μ спад тока происходит ещё быстрее.

Результаты эксперимента сведены в таблицу II.

Начальная нестабильность оценивалась по наибольшей разности фототоков за 10 минут испытания и выражалась в процентах от начального значения фототока. Освещённость фотоэлементов при разном спектральном составе падающего излучения менялась таким образом, чтобы генерируемый фототок оставался приблизительно постоянным. Таким образом, не следует считать данные таблицы II для $\lambda = 460, 550$ и 680 м μ противоречащими результатам, полученным при облучении светом со спектральным составом, соответствующим $T_{\text{цв}} = 2360^\circ \text{K}$, так как энергетические освещённости на фотоэлементе в этих случаях (при одинаковом фототоке) весьма отличны.

Исследование начальной нестабильности тока при освещении фотоэлементов светом ламп накаливания производилось Берброу¹⁹ и Престоном². Берброу даёт зависимость фототока от времени,

Таблица II

Начальная нестабильность в процентах от начального значения тока

Фотоэлемент	$\lambda = 460 \text{ м}\mu$	$\lambda = 550 \text{ м}\mu$	$\lambda = 680 \text{ м}\mu$	$T_{\text{нв}} = 2360^\circ \text{ К}$
ГОИ № 390 К	—	0	-10,5	0
ГОИ № 1896	+0,4	+0,25	-15	-3
ГОИ № 1900	+0,5	+7,5	-8	+12,4
ЛЭТИ № 140	0	0	-7,5	0
ЛЭТИ № 159	+2,2	0	-3,6	0
ФАИ № 418	0	0	-3,6	-6
ФАИ № 799	0	0	-10	0
СВ № 89	0	0	-7,8	-3
СВ № 96	+2,2	+1,5	-4,5	-2
Вестон № 694 К	—	+1	-1	+2
Дреслер № 921 К	—	+0,7	-5	+4,5
Дреслер № 995 К	—	0	-8	+3
Тунгсрам S-44	+4	+0,5	-22,5	+2,5

аналогичную большинству кривых, полученных в ВЭИ. Для получения воспроизводимых результатов измерений он рекомендует пользоваться графиком, изображённым на рис. 8 и представляющем собой результат обработки серии зависимостей, аналогичных изображённым на рис. 7. По оси ординат отложено время наступления максимума фототока, по оси абсцисс — освещённость фотоэлемента. Работа, проведённая Престоном с фотоэлементами различных фирм, дала результаты, по отношению к которым данные Берброу являются частным случаем. Престон также наблюдал у отдельных фотоэлементов рост и спад тока.

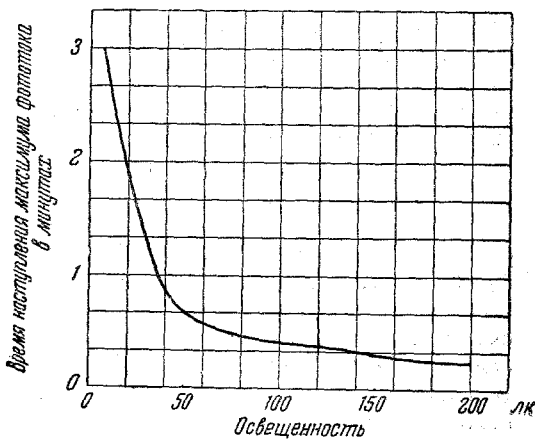


Рис. 8. Время наступления максимума фототока в зависимости от освещённости ($T_{\text{нв}} = 2360^\circ \text{ К}$).

Эльвегард²⁰ и Кноль⁹ производили исследование зависимости начальной нестабильности от длины волны падающего излучения. Эльвегард работал с фотоэлементами производства фирмы Цирольд

и САФ и получил результаты, близкие с полученными в ВЭИ. Расхождение существует лишь для случая освещения фотоэлементов монохроматическим синим светом, при котором Эльвегард наблюдал спад фототока. Кноль снял зависимость усталости и роста тока от длины волны по спектру и получил результаты, изображённые на

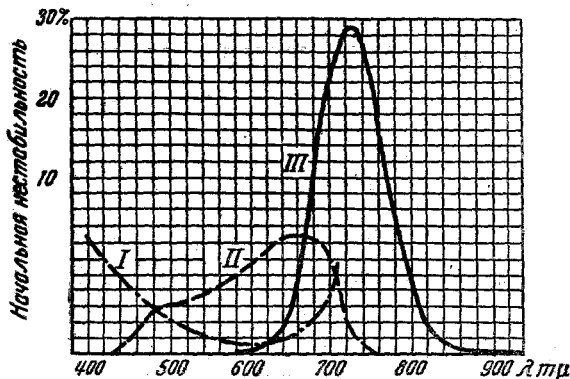


Рис. 9. Изменение начальной нестабильности по спектру: I — рост тока (Вестон); II — спад тока (Тунгерман); III — спад тока (САФ.)

мерениях с фотоэлементами (особенно в красной части спектра) для уменьшения ошибки из-за начальной нестабильности нужно брать отсчёт по шкале гальванометра через фиксируемый промежуток времени с начала облучения. Практика показывает, что такая методика заметно повышает воспроизводимость результатов измерений.

5. СТАБИЛЬНОСТЬ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

Постоянство чувствительности селенового фотоэлемента зависит от метода его изготовления. Это является причиной противоречивости данных, относящихся к стабильности селеновых фотоэлементов разных фирм. Одной из основных причин изменения чувствительности считается изменение сопротивления запорного слоя^{5, 2, 21}. Однако если для фотоэлементов ГОИ Фрейверт указывает на спад чувствительности со временем, вызванный уменьшением сопротивления запорного слоя, то Бергманн, а также Пельц и Ланге сообщают о росте тока и повышении сопротивления запорного слоя в результате старения. Наиболее постоянными являются менее чувствительные фотоэлементы³ при условии малого сопротивления нагрузки. Так, из двух малочувствительных фотоэлементов САФ, освещавшихся ~150 часов при 6000 мк, короткозамкнутый обнаружил прекрасное постоянство, в то время как такой же фотоэлемент, замыкаемый на гальванометр лишь во время измерений, показал к концу срока испытания спад чувствительности на 5%.

рис. 9. Общий ход кривых усталости совпадает с данными ВЭИ и результатами Эльвегарда.

В тех случаях, когда от фотоэлемента не требуется определённой спектральной чувствительности, для уменьшения начальной нестабильности следует уменьшать чувствительность в красной части спектра введением соответствующего светофильтра.

При спектральных из-

Высокочувствительные фотоэлементы САФ при тех же условиях дают спад тока в 20—40%. При меньших освещенностях (100 лк) эти фотоэлементы обладают высоким постоянством чувствительности. Фирма Вестон, имея в виду использование селеновых фотоэлементов для метеорологических измерений, изготовила по рецепту Бергманна фотоэлемент, отличающийся особо высоким постоянством²².

Этот фотоэлемент может быть выставлен под открытое небо на месяц без изменения чувствительности. Ход восстановления чувствительности селенового фотоэлемента после засветки при пребывании последнего в темноте изображен для примера на рис. 10. Полное восстановление чувствительности наблюдалось лишь через 10 часов⁹.

Резюмируя, можно сказать, что, выбрав фотоэлемент с невысокой чувствительностью и поставив его в измерительную схему, обеспечивающую малое сопротивление нагрузки, можно ожидать значительного постоянства чувствительности селенового фотоэлемента.

6. ИНЕРЦИОННОСТЬ

В первые секунды после включения освещения на фотоэлемент ток возрастает постепенно. Таким образом, инерционность селенового фотоэлемента легко заметна. Нарастание тока фотоэлемента после включения освещения изучали с помощью осциллографа Бергманн и Пельц⁸. Для отдельных фотоэлементов они наблюдали различие в инерционности, превышающее 100%. Характерный ход изменения тока представлен на рис. 11.

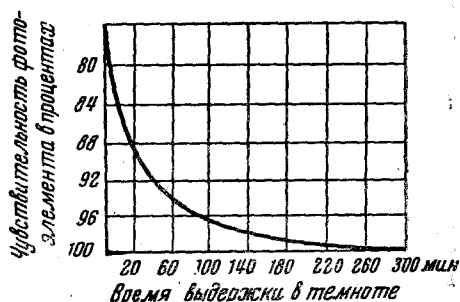


Рис. 10. Установление чувствительности фотоэлемента после засветки.

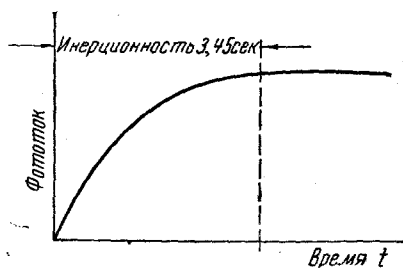


Рис. 11. Осциллограмма фототока после включения освещения.

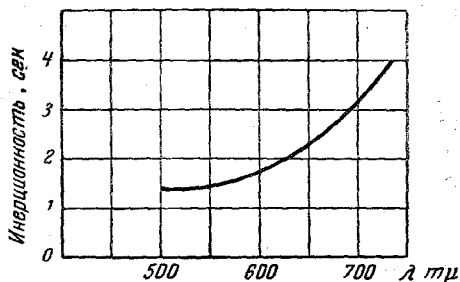


Рис. 12. Инерционность фотоэлемента при облучении монохроматическим излучением.

Инерционность фотоэлемента зависит от спектрального состава падающего на него излучения (рис. 12) и, как правило, тем больше, чем меньше освещённость. При очень малых освещённостях (порядка $0,01 \text{ лк}$) инерционность настолько возрастает²³, что фотоэлемент становится непригодным для измерительных целей.

7. ПРИМЕНИМОСТЬ ЗАКОНА ТАЛЬБОТА

Если селеновый фотоэлемент освещать прерывистым светом, то показания присоединённого к фотоэлементу гальванометра в первом приближении получаются такими же, как при постоянном освещении с той же эффективной освещённостью, что и прерывистая. Однако при более детальном рассмотрении можно поставить три вопроса:

1. С какой точностью отдельные фотоэлементы подчиняются закону Тальбота?

2. Зависят ли показания гальванометра от частоты вспышек и соотношения между продолжительностью тёмных и светлых частей периода?

3. Изменяется ли точность подчинения закону Тальбота с изменением спектрального состава вспышек?

Имеются данные^{2,24}, говорящие о том, что селеновые фотоэлементы*) подчиняются закону Тальбота с точностью примерно $\pm 1\%$ вплоть до частот в $200\text{--}300 \text{ гц}$. Однако и среди тех фотоэлементов, которые были испытаны, было обнаружено несколько штук, показавших достаточно большие отклонения (до $3,5\%$) от закона Тальбота. Эти отклонения были особенно заметны тогда, когда раскрытия секторного диска были малы. При этом также замечалась весьма определённая зависимость показаний гальванометра, присоединённого к фотоэлементу, от частоты. Так, например, один из фотоэлементов при изменении частоты от 20 гц до 300 гц дал рост фототока на 20% .

Было обнаружено²⁵, что отклонения от закона Тальбота тем меньше, чем меньше внешнее сопротивление цепи селенового фотоэлемента. Этот факт даёт возможность объяснить отклонения от закона Тальбота.

При использовании секторного диска действительная освещённость на фотоэлементе в течение «светлой» части периода больше, чем эквивалентная средняя освещённость. Таким образом, в течение «светлой» части периода фотоэлемент работает на иной точке характеристики «ток — освещённость», чем в случае непрерывного освещения. Отклонение этой характеристики от линейности может привести к отклонениям от закона Тальбота, особенно при секторных дисках с малым раскрытием.

*) В работе Престона² были проверены 5 фотоэлементов, изготовленных в NPL, а также фотоэлементы Вестон, Тунгсрам, САФ и Elektrocell, всего в количестве 13 штук.

При возрастании частоты начинает играть роль ёмкость фотоэлемента, составляющая десятые доли микрофарады.

Проведённая в ВЭИ проверка подчинения селеновых фотоэлементов закону Тальбота касалась как обнаружения зависимости фототока от частоты мельканий, так и соответствия фототока среднему значению прерывистой освещённости.

В интервале частот мельканий от 4 до 100 гц и в пределах «пропускания» вращающимся сектором от 10 до 50% падающего на него излучения для всех фотоэлементов наблюдалась независимость тока от частоты при освещении фотоэлементов белыми и цветными источниками света. Для проверки соответствия фототока среднему значению прерывистой освещённости были про-

Таблица III

Фотоэлемент	Отклонение от закона Тальбота в процентах
ГОИ № 390 1939 г. К*)	0
ГОИ № 1896 1947 г.	0
ГОИ № 1900 1947 г.	0
ЛЭТИ № 845	+2,4
Вестон № 594 К	-0,15
Дреслер № 921 К	-2,2
Дреслер № 995 К	-0,4
Тунгсрам S-44	+0,3

изведены фотоэлектрические измерения «пропускания» секторного диска с раскрытием, равным 30%. Результаты, сведены в табл. III, показывающей отклонение от истинной величины в процентах.

Интересно отметить, что точность подчинения фотоэлементов закону Тальбота может быть различна даже для одной и той же серии фотоэлементов.

8. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Температурный коэффициент селеновых фотоэлементов различен для разных образцов как по величине, так и по знаку. Обычно^{8,26} фототок падает с ростом температуры, причём направление и скорость изменения зависят от освещённости и внешнего сопротивления.

Результаты измерений температурного коэффициента селеновых фотоэлементов, приводимые отдельными авторами, сильно отличаются друг от друга, что не позволяет усреднить эти данные.

Так, Ланге⁵ для области температур от -25° до $+35^{\circ}$ С даёт для фототока короткого замыкания зависимость $i = i_0 (1 + \alpha t)$, где $\alpha = \pm 0,0003$. Бергманн и Пельц³ для того же интервала температур дают $\alpha = +0,001$, а Пуцейко²⁶ между $+15^{\circ}$ и $+30^{\circ}$ С для фотоэлементов ГОИ даёт α изменяющимся от $\alpha = -0,006$ до $\alpha = -0,03$ и сообщает, что в ГОИ удалось получить фотоэлементы с почти нулевым температурным коэффициентом тока короткого замыкания.

Для фото-э. д. с. температурный коэффициент обычно в 2—3 раза больше, чем для фототока.

*) фотоэлементы со значком «К» имеют компенсационный фильтр.

«Гистерезисный» характер температурного влияния и зависимость температурного коэффициента от сопротивления внешней цепи хорошо видны на рис. 13.

Исследования Бернарда⁴ показали зависимость температурного коэффициента также и от спектрального состава света. По его дан-

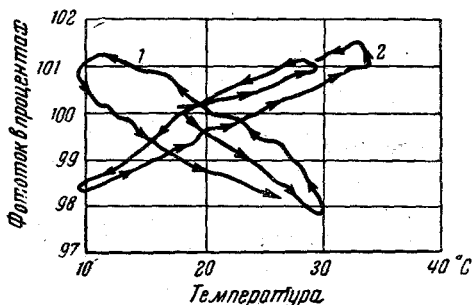


Рис. 13. Влияние внешнего сопротивления на зависимость тока от температуры: I — освещённость 400 лк, $R_{вн} = 1000$ ом; II — освещённость 400 лк, $R_{вн} = 0$.

ным чувствительность к различным цветам обладает следующими

Таблица IV

Цвет	Температурный коэффициент в процентах на 1° С
Красный . . .	+0,5
Оранжевый .	-0,4
Сине-зелёный	-0,6

температурными коэффициентами (табл. IV).

В лабораторных условиях, когда измерения эталонного и испытуемого источника обычно следуют непосредственно друг за другом, и температура остаётся примерно на постоянном уровне, влияние температуры незначительно. Но при проведении точных измерений температурные изменения в 1–2° С уже могут оказать существенное влияние, увеличивая ошибку на 1–1,5%.

Значительно большие ошибки могут получаться в тех случаях, когда фотометр с селеновым фотоэлементом, градуированный в лаборатории, применяется для производственных или полевых измерений, при колебаниях температуры, могущих достигать 20–30° С.

9. ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

При измерениях селеновыми фотоэлементами поляризованного света следует иметь в виду, что их показания сильно зависят от угла падения света и ориентации плоскости поляризации по отношению к плоскости падения излучения⁷.

10. ИЗМЕРЕНИЕ ОСВЕЩЁННОСТИ, СОЗДАВАЕМОЙ КОСЫМИ ПУЧКАМИ СВЕТА

Люксометры, в которых приёмником света является селеновый фотоэлемент, градуируются обычно с помощью эталонной лампы, нормально освещающей поверхность фотоэлемента. Применяются же эти люксометры зачастую для измерения освещённости, создаваемой косыми пучками или рассеянным светом*). Однако ток, даваемый фотоэлементом при косом падении света, уменьшается не пропорционально косинусу угла падения, что иной раз приводит к весьма значительным ошибкам. Отклонения от косинусной зависимости возникают по следующим причинам:

1. Корпус фотоэлемента экранирует пучок падающего на него света.
2. Френелевские отражения от прозрачных материалов, закрывающих светочувствительный слой (защитные стёкла и лаковые покрытия

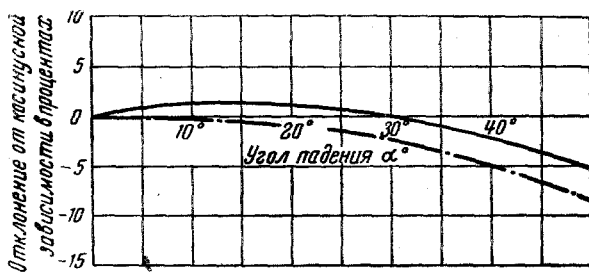


Рис. 14. Отклонения от косинусной зависимости для разных фотоэлементов при малых углах падения излучения.

тия, компенсационные фильтры), увеличиваются по мере увеличения угла падения света.

3. При косом падении свет, попадающий на светочувствительный слой, оказывается частично поляризованным.

При малых углах падения наблюдались как положительные²⁹, так и отрицательные² отклонения фототока от косинусной кривой (см. рис. 14). Для больших углов (рис. 15) наблюдается отрицательное отклонение, тем большее, чем больше угол падения.

Для уменьшения отклонения фототока при наклонном падении излучения от косинусной зависимости часто помещают перед фотоэлементом пластинку из диффузно пропускающего материала, в качестве которого обычно используется матированное глушёное стекло^{2,30}. Однако, как это показывают проведённые в ВЭИ измерения (см. рис. 15а), применение таких пластинок (испытания были произведены для матированного с одной и двух сторон стекла, а также для матированного глушёного стекла) не только не уменьшает отклонений от

*) Например, при измерениях уличного освещения или освещённости, создаваемой небом.

косинусной зависимости, но, наоборот, увеличивает их по сравнению с отклонениями, наблюдаемыми у фотоэлемента без дополнительных стёкол или даже с прозрачным защитным стеклом. Из рис. 15а видно, что, например, для угла падения света, равного 60° , отклонение от косинусной зависимости составляет для фотоэлемента без защитного стекла 7%, с прозрачным защитным стеклом 15%, с глушённым матированным стеклом 20% и с двусторонним матированным стеклом 35%.

Для приближения к косинусной зависимости применяются также разного рода приспособления^{28, 32}, которые при падении света под большими углами искусственно увеличивают попадающий на фото-

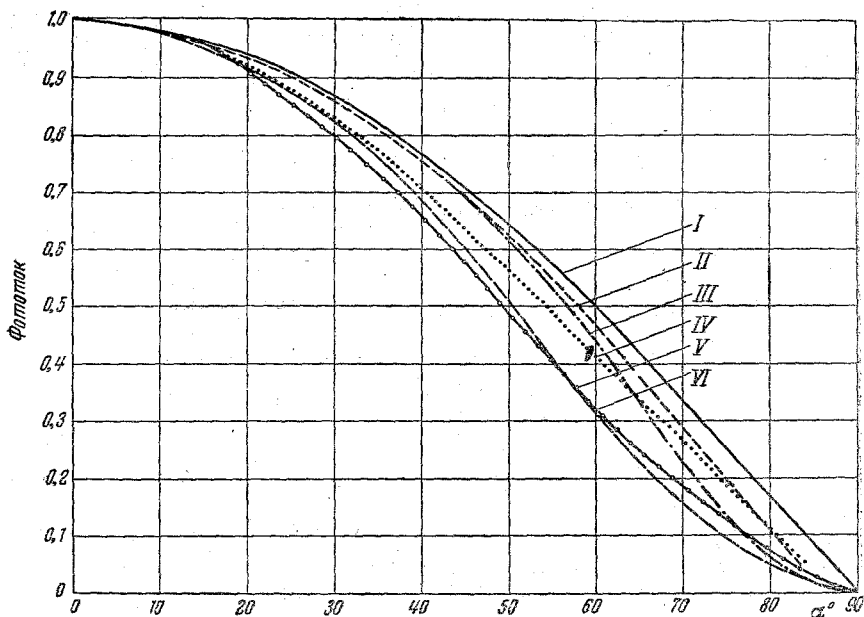


Рис. 15а. Зависимость тока фотоэлемента от угла освещения α : I — $\cos \alpha$; II — фотоэлемент без защитного стекла; III — фотоэлемент с прозрачным защитным стеклом; IV — фотоэлемент с глушённым матированным стеклом; V — фотоэлемент с двусторонне матированным стеклом; VI — фотоэлемент с матированным стеклом матировкой к осветителю.

элемент световой поток. Эти устройства сильно снижают чувствительность и в практической фотометрии не привились.

Для фотоэлементов с компенсационным фильтром зависимость тока от угла падения света в значительной степени определяется спектральным составом падающего излучения. Влияние спектрального состава излучения объясняется тем, что при наклонном падении света возрастает путь луча через светофильтр, что эквивалентно возра-

станции оптической плотности последнего. Чем больше плотность фильтра для некоторой длины волны излучения, тем заметнее вызванное наклонным падением света уменьшение спектрального пропускания для этой длины волны. Отсюда следует, что отклонение от кривой $\cos \alpha$ для фотоэлемента с компенсационным фильтром будет большим для синей и красной областей спектра, где оптическая плотность компенсационного фильтра больше, и меньшим для зелёной части спектра.

Эксперимент полностью подтверждает это предположение. Из рис. 156 видно, что для фотоэлемента с компенсационным фильтром

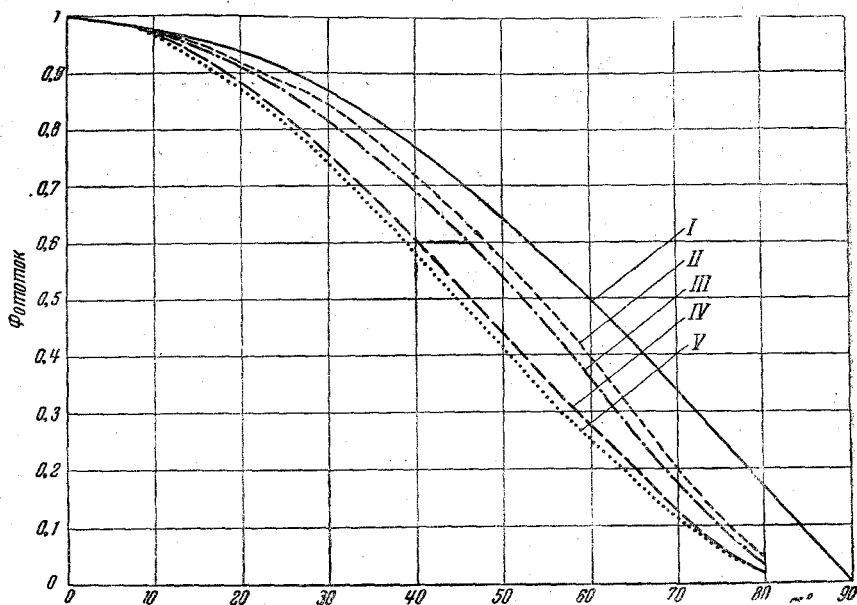


Рис. 156. Зависимость тока фотоэлемента от угла падения света для излучений разного спектрального состава: I — $\cos \alpha$; II — фотоэлемент с компенсационным фильтром при освещении зелёным светом; III — фотоэлемент с компенсационным фильтром для излучения с $T_{\text{пв}} = 2850^\circ \text{K}$; IV — фотоэлемент с компенсационным фильтром при освещении красным светом; V — фотоэлемент с компенсационным фильтром при освещении синим светом.

отклонение от $\cos \alpha$ для $\alpha = 60^\circ$ минимально для зелёного света и составляет 20%, для белого света отклонение равно 30%, для красного света оно возрастает до 45% и для синего это отклонение увеличивается до 50%.

Для измерений освещённости в полевых условиях недавно был предложен прибор следующей конструкции: 6 исправленных спектрально фотоэлементов для получения большей чувствительности соединены электрически и помещены в общую коробку, покрытую

пластинкой матированного плексигласа. Этот прибор, названный «мульти», даёт практически достаточное приближение к косинусу.

С целью примерного определения ошибки, получаемой при измерении рассеянного света разными фотоэлементами, был произведён расчёт для трёх фотоэлементов, кривые зависимости фототока которых от угла падения приведены на рис. 15а и 15б. Отклонения фототока этих приёмников в процентах от тока, даваемого в тех же условиях приёмником, подчиняющимся косинусному закону, определены для случая нахождения фотоэлемента в центре равной полусферы. Результаты расчёта сведены в табл. V.

Таблица V

Фотоэлемент	Ошибки в процентах
С защитным стеклом	-10
С матированным глушённым стеклом	-12
С компенсационным фильтром (для излучения с $T_{\text{цв}} = 2850^\circ \text{K}$)	-22

Данные таблицы V могут быть использованы в качестве поправок к результатам измерения с помощью фотоэлемента освещённости, создаваемой рассеянным светом.

11. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ СЕЛЕНОВЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

Как отмечалось выше, при уменьшении сопротивления внешней цепи селенового фотоэлемента происходит следующее:

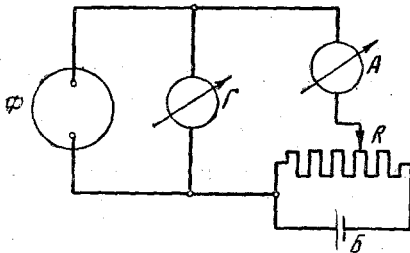


Рис. 16. Схема Кемпбелла-Фриза: Φ — фотоэлемент, Γ — гальванометр, A — микроамперметр, R — делитель напряжения, B — батарея.

1. В большинстве случаев улучшается линейность характеристики «ток — освещённость», во всяком случае, если не требуется точность выше 2—3%.

2. Уменьшается изменение спектральной чувствительности в зависимости от тока нагрузки.

3. Повышается точность измерений при использовании диска Тальбота.

4. Уменьшается влияние температуры на чувствительность.

5. Улучшается стабильность чувствительности при долгосрочном использовании фотоэлемента.

Всё это говорит о желательности применения таких измерительных схем, которые уменьшали бы сопротивление нагрузки фотоэлемента до минимального значения.

В большинстве таких схем падение напряжения на активном сопротивлении нагрузки компенсируется введением во внешнюю цепь

сопротивления нагрузки компенсируется введением во внешнюю цепь

фотоэлемента некоторой дополнительной э. д. с. К числу таких относится схема Кемпбелла и Фриза, изображённая на рис. 16.

Схема состоит из микроамперметра, включённого последовательно с фотоэлементом и делителем напряжения, и гальванометра Γ , подключённого непосредственно к клеммам фотоэлемента.

При работе вводимая разность потенциалов изменяется до тех пор, пока не получится нулевого отклонения гальванометра Γ . При этом режиме работы микроамперметр измеряет ток короткого замыкания фотоэлемента. С целью упрощения описанной схемы, требующей двух измерительных приборов, Вуд³³ предложил аналогичную схему (рис. 17) с одним гальванометром.

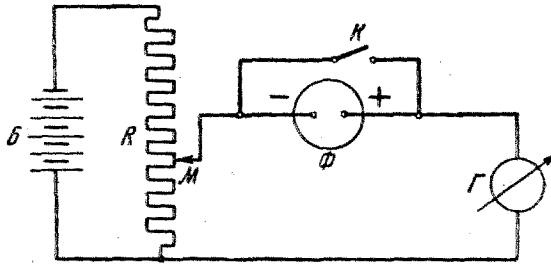


Рис. 17. Схема Вуда: Φ — фотоэлемент, Γ — гальванометр, R — делитель напряжения, M — скользящий контакт, K — ключ, B — батарея.

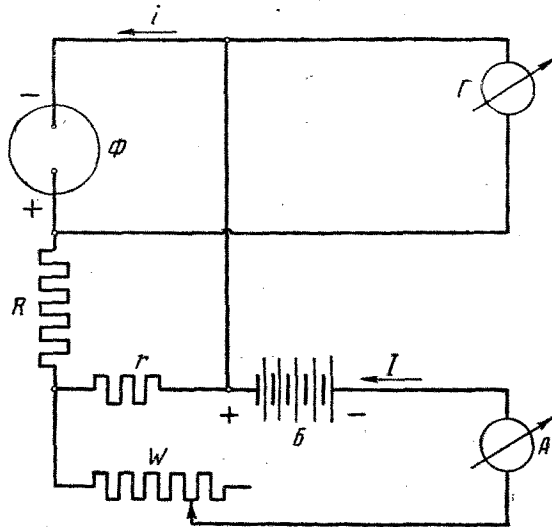


Рис. 18. Схема Фроммера: Φ — фотоэлемент, Γ — гальванометр, A — миллиамперметр, W — реостат, R , r — постоянные сопротивления, B — батарея.

Перемещая движок M , добиваются нулевой разности потенциалов на клеммах фотоэлемента. Это положение легко может быть найдено, ибо замыкание ключа K при этом не вызывает изменения тока через гальванометр.

Линейность характеристики «фототок — освещённость» и стабильность фототока при пользовании данной схемой оказываются весьма удовлетворительными.

Фроммером предложена ещё одна схема (рис. 18).

Сопротивление R берут приблизительно в 1000 раз бóльшим r . Изменяя реостатом W ток во вспомогательной цепи, добиваются

нулевого отклонения гальванометра G . При этом $iR = (I - i)r$, откуда

$$i = I \frac{r}{R + r}, \text{ или, так как } R \gg r,$$

$$i = I \frac{r}{R}.$$

При отношении $\frac{R}{r}$, достигающем тысячи, для измерения тока можно пользоваться прибором малой чувствительности. В ВЭИ, в лабораторной практике, когда имеется большой запас чувствительности, с успехом используется схема, изображённая на рис. 19. Чем выше определяемая фотоэлементом освещённость, тем меньшим сопротивлением r можно пользоваться. Сопротивление R служит для плавного изменения тока в цепи гальванометра G , а также для того, чтобы малое сопротивление r не демпфировало гальванометр.

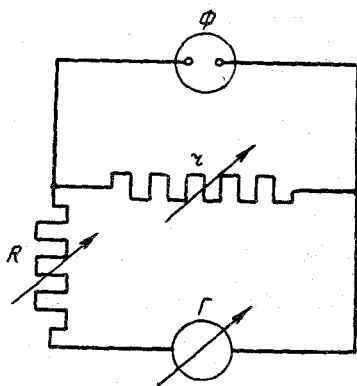


Рис. 19. Φ — фотоэлемент, G — гальванометр.

ванометра G , а также для того, чтобы малое сопротивление r не демпфировало гальванометр.

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вышеизложенное может породить мнение о малой пригодности селеновых фотоэлементов для более или менее точных измерений. Это мнение вряд ли можно считать справедливым, поскольку известно³⁴, что с помощью селеновых фотоэлементов можно получить точность фотометрических измерений до $\pm 0,1\%$. Однако для получения высоких точностей необходимо соблюдать ряд условий и предосторожностей, которые определяются как содержанием данной фотометрической задачи, так и индивидуальными свойствами применяемого для её решения фотоэлемента. Авторы надеются, что настоящая статья облегчит выявление тех особенностей фотоэлемента, которые могут снизить точность измерения, и поможет выбрать в отдельных случаях наиболее подходящие условия для производства различных фотометрических измерений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ю. Лукьянов, Фотоэлементы, ИАН, М.—Л. (1948); П. Герлих, Фотоэлементы, Гостехиздат, М.—Л. (1948).
2. J. Preston, JIEE 79, 424 (1936).
3. L. Bergmann, R. Pelz, Zeits. techn. Phys. 18, 177 (1937); L. Bergmann, Phys. Zeits. 35, 450 (1934).

4. G. Barnard, Proc. Phys. Soc. **51**, 222 (1939).
 5. B. Lange, Zeits. Instrumentenkunde **53**, 344 (1933).
 6. R. Houston, A. Howatson. Phyl. Mag. **36**, 279 (1945).
 7. R. Sewig, ATM **67**, 62 (1937).
 8. DIN № 5038.
 9. O. Knoll, Licht **5**, 16 (1935).
 10. J. Atkinson, N. Campbell, E. Palmer a. G. Windr, Proc. Phys. Soc. **50**, 934 (1938).
 11. Е. Пуцейко, ЖТФ **8**, 645 (1938).
 12. G. Barnard, Proc. Phys. Soc. **47**, 477 (1935).
 13. Е. Пуцейко, ЖТФ **11**, 485 (1941).
 14. M. Fogle, Trans. Ill. Eng. Soc. **31**, 773 (1936).
 15. A. Dresler, Licht **3**, 41 (1933).
 16. J. Riesck Zeits. techn. Phys. **21**, 184 (1940).
 17. М. Капник, С. Юров, ЖТФ **18**, 573 (1948).
 18. H. Krefft, Licht **2**, 203 (1932).
 19. L. Barbrow, Journ. Res. NBS **25**, 703 (1940).
 20. E. Elvegard, S. Lindroth, E. Larsson, JOSA **28**, 33 (1938).
 21. С. Фрейверт, ЖТФ **6**, 1855 (1936).
 22. H. Poole, W. Atkins, Phil. Trans. Roy. Soc. **A235**, 1 (1935).
 23. H. Hamaker, W. Beezhold, Physica **1**, 119 (1933).
 24. P. Görlich, Zeits. techn. Phys. **14**, 144 (1933); W. Leo, C. Müller, Phys. Zeits. **36**, 113 (1935); B. Schönwald, Ann. d. Phys. **15**, 395 (1932).
 25. P. Gleason, Phys. Rev. **45**, 745 (1934).
 26. Е. Пуцейко, ЖТФ **7**, 10 (1937).
 27. L. Bergmann, Phys. Zeits. **33**, 17 (1932).
 28. R. Sewig, W. Vaillant, Licht **4**, 57 (1934).
 29. C. Dows, Ill. Eng. **37**, 103 (1942).
 30. Bloch, L. u. L. **20**, 179 (1931).
 31. K. Larché, Licht **12**, 90 (1942).
 32. N. Campbell, M. Freeth, Journ. Sc. Instr. **11**, 125 (1934).
 33. L. Wood, Rev. Sc. Instr., **7**, 157 (1934).
 34. H. König, Rev. Sc. Instr. HPA, **8**, 211, 505 (1935).
-

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ****ДИФФРАКЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ПООЧЕРЕДНО ЛЕТАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ**

В квантовой механике огромную роль играет представление о волновых свойствах, присущих индивидуальным частицам (электронам, нейтронам и т. д.). В основе этих представлений лежат опыты по диффракции частиц на различных объектах. Однако до сих пор все эксперименты производились с интенсивными пучками частиц, и лишь благодаря тому, что в них была в широких пределах показана независимость диффракционной картины от интенсивности пучка, можно было, экстраполируя это обстоятельство до одиночных частиц, приписывать им волновые свойства, т. е. утверждать, что диффракционная картина не является результатом каких-то коллективных взаимодействий частиц пучка с диффрагирующим объектом. Поэтому в курсах квантовой механики рассматривается «мысленный эксперимент» по диффракции одиночных поочередно летящих электронов. Понятно, что практическое осуществление такого эксперимента имеет очень важное принципиальное значение.

Недавно такой опыт был произведён Л. Биберманом, Н. Сушкиным и В. Фабрикантом в Московском Энергетическом институте им. Молотова¹. Для наблюдения диффракции они воспользовались магнитным электронным микроскопом просвечивающего типа (ЭМ-100)², в котором был сделан ряд конструктивных изменений: удалены полюсные наконечники проекционной линзы с их держателем, вынут промежуточный экран и два внутренних пермаллоевых экрана объективного тубуса. Кроме того, была введена дополнительная диафрагма над диффрагирующим объектом, установлен фарадеев цилиндр, соединённый с зеркальным гальванометром чувствительностью $2,7 \cdot 10^{-11}$ ампер на деление и добавлено приспособление, позволяющее перемещать фотопластинку без нарушения вакуума, благодаря чему на одной и той же пластинке можно было получать до 28 снимков.

Для измерения интенсивности чрезвычайно слабого пучка электронов, лежащей далеко за пределами чувствительности гальванометра, был использован следующий метод. Вначале создавался пучок электронов с интенсивностью, достаточной для измерения гальванометром; пучок улавливался фарадеевым цилиндром, и по отбросу зайчика гальванометра определялась интенсивность. После этого фарадеев цилиндр отводился в сторону, а падающий на пластинку пучок с помощью проекционной линзы развёртывался в серию пятен с постепенно увеличивающимся (до 10 см) диаметром. Фотометрическая проверка показала, что плотность почернения одинакова в пределах каждого пятна, поэтому плотность электронов для каждого пятна определялась как частное от деления известной интенсивности пучка на площадь пятна. По интенсивности почернения

и плотности электронов строилась кривая почернения для каждой фото-пластинки, позволяющая определять интенсивности пучка, по крайней мере на пять порядков меньше предела чувствительности гальванометра. После этого интенсивность пучка резко уменьшалась, и при выключенных линзах фиксировался след пучка на пластинке, по которому и определялась интенсивность слабого пучка электронов. Затем на пути пучка помещался диффракгирующий объект — кристаллики окиси магния, нанесённые на коллоидную плёнку, с помощью которых получали диффракционную картину. Для проверки постоянства интенсивности диффракгирующий объект после экспозиции убирался, и на пластинке снова фиксировался след пучка. Диффракционные картины в сильных пучках получались обычным путём на фотопластинках со значительно меньшей чувствительностью.

Таким образом, были получены диффракционные картины от пучков, отличавшихся по интенсивности почти на семь порядков. Они оказались совершенно тождественными. Измерение интенсивности слабого пучка дало значение $4,2 \cdot 10^8$ электрона в секунду. Отсюда среднее время между двумя прохождениями электронов в приборе равно $2,4 \cdot 10^{-4}$ сек. Так как электроны ускорялись до энергии в 72 keV, то каждый из них проходил весь путь в приборе за $8,5 \cdot 10^{-9}$ сек. т. е. время движения было в $3 \cdot 10^4$ раз меньше интервала между двумя попаданиями электронов в пластинку. Иными словами, картина движения электронов в приборе при получении диффракционной картины от слабого пучка была такова: электрон проходил прибор за $8,5 \cdot 10^{-9}$ сек., затем в течение в 30 000 раз (!) большего интервала времени (в среднем) прибор оставался пуст, и лишь после этого через него проходил новый электрон. Очевидно, что при таком огромном интервале времени между последовательными прохождениями вероятность одновременного прохождения хотя бы двух электронов совершенно ничтожна.

Нет сомнения, что этот опыт в ближайшее время войдёт во все курсы квантовой механики.

В. Л.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Биберман, Н. Сушкин и В. Фабрикант, ДАН СССР, LXVI, 185 (1949).
2. Н. Сушкин, Электронный микроскоп, Гостехиздат, 1949.

ИЗОТОПИЧЕСКОЕ СМЕЩЕНИЕ В СПЕКТРЕ УРАНА

Из теории Бора известно, что частота испускаемых линий зависит, через постоянную Ридберга, от массы атомного ядра, т. е. от атомного веса. Вследствие этого линии двух изотопов одного и того же элемента сдвигаются одна относительно другой. Величина этого изотопического сдвига для одноэлектронной системы обратно пропорциональна квадрату атомного веса, а само смещение линий более тяжёлого изотопа должно происходить в сторону коротких длин волн. Таким образом, из теории Бора следует, что изотопический сдвиг можно отчётливо наблюдать у относительно лёгких элементов; у элементов средних и больших атомных весов он должен быть очень маленьким.

Величины изотопических смещений линий дейтерия относительно линий обычного водорода почти в точности соответствуют величинам, вычисленным на основе теории Бора, причём смещение действительно происходит в сторону коротких длин волн. У лёгких элементов (Li, Mg, Ag) изотопическое смещение линий имеет заметную величину; у элементов средних атомных весов изотопическое смещение или очень мало или вовсе не поддаётся наблюдению.

В случае тяжёлых элементов, вопреки теории Бора, изотопические смещения опять получаются довольно большими. В большинстве случаев эти смещения пропорциональны массам (Hg, Zn), хотя и имеются отступления от простой пропорциональности (Sm). Для тяжёлых элементов обнаруживается также обращение смещений, т. е., в отличие от водорода, более тяжёлые изотопы дают линии, смещённые в длинноволновую область.

Хотя и имеются попытки, но всеобъемлющая теория изотопического смещения до сих пор не разработана. Повидимому, кроме массы, существенную роль играют и размеры ядра, а, может быть, и другие его свойства.

Найденное смещение для характерных линий

Линия U^{238}		Смещение $U^{238} - U^{235}$		Смещение $U^{235} - U^{233}$		Смещение $U^{238} - U^{233}$	
Å	cm^{-1}	Å	cm^{-1}	Å	cm^{-1}	Å	cm^{-1}
2565,406	38980,18	0,075	1,14	0,070	1,06	0,145	2,20
2802,157	35686,79	0,018	0,23	0,020	0,25	0,038	0,48
3313,94	30121,02	0,016	0,14	0,036	0,33	0,052	0,47
3634,29	27523,26	0,104	0,79	0,064	0,48	0,168	1,27
3670,072	27247,42	0,009	0,06	0,009	0,07	0,018	0,13
3890,364	25704,53	0,036	0,24	0,055	0,36	0,091	0,60
3944,130	25354,13	0,057	0,37	0,091	0,58	0,148	0,95
4244,372	23560,61	0,248	1,37	0,125	0,70	0,373	2,07
4252,426	23515,98	0,168	0,93	0,089	0,49	0,257	1,42
4365,553	22906,60	0,208	1,09	0,073	0,38	0,281	1,47
4609,864	21692,61	0,077	0,36	0,054	0,26	0,131	0,62

Изотопическое смещение в спектре урана недавно было подробно изучено Бекхартом, Стакенбокером и Адамсом*).

Изотопическое смещение наблюдалось ими непосредственно в спектре, полученном при помощи дифракционного спектрографа с решёткой 15 000 штрихов на дюйм с дисперсией во втором порядке 2,47 Å/мм. В качестве источника возбуждения применялась дуга постоянного тока и искра. Проба для дуги состояла из смеси 100 мкг U_3O_8 и 500 мкг порошкообразного графита. Проба для искры представляла собой 500 мкг U_3O_8 , смешанных с каплей раствора ацетицеллюлозы в ацетоне, выпаренной затем в углублении медного электрода.

*) Physical Review 75, 83 (1949).

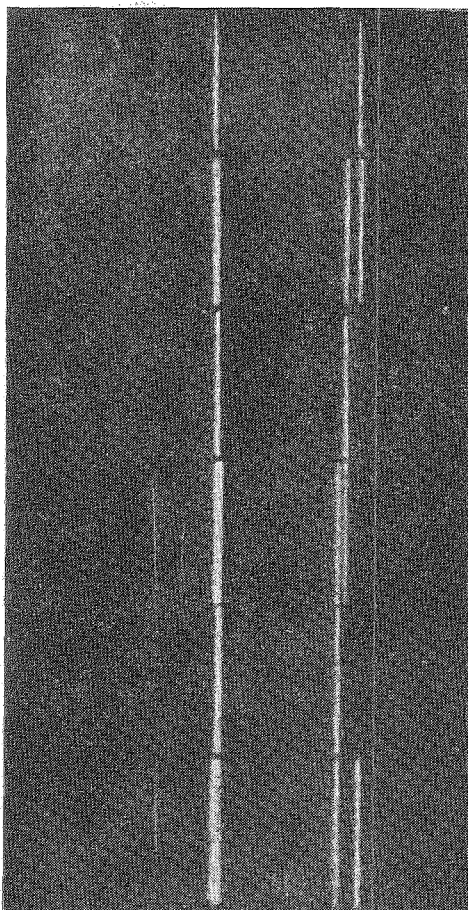
Авторы обнаружили в области 2500—8300 Å более 900 линий, показывающих изотопическое смещение. В таблице на стр. 572 приводятся наиболее характерные смещения для ряда линий.

Самое большое смещение имеет место для линий 4244,37 Å (см. рисунок). Оказалось, что если данная линия в спектрах U^{238} и U^{235} обнаруживает изотопическое смещение, то она смещается и в спектре U^{238} . Смещение U^{238} происходит в том же самом направлении, как и U^{235} , т. е. изотопы с меньшей массой дают смещение в сторону коротких волн. Однако если и имеется некоторая связь между разницей в массах и направлением смещения, то всё же между разницей в массах и величиной смещения связи никакой нет. Действительно, из таблицы видно, что для линий 2802,157, 3313,94, 3890,364, 3944,130 Å смещение между спектрами U^{235} и U^{238} (разница в массах 2) больше, чем между U^{238} и U^{235} (разница в массах 3), в то время как в случае других линий наибольшее смещение получается между линиями изотопов U^{238} и U^{235} .

Разделение спектральных линий, принадлежащих трём изотопам урана, настолько отчетливо, что оказывается возможным количественно анализировать концентрации отдельных компонент смесей изотопов урана. Авторы приводят данные, из которых следует, что точность количественных анализов определяется относительной погрешностью в $\pm 5\%$ содержания одного изотопа в другом. Наименьшая концентрация изотопа U^{235} в U^{238} , которая ими определялась количественно, равна 0,61%. Отсюда следует что в естественном состоянии спектрографическим методом можно количественно анализировать изотоп U^{235} .

А. С.

А В



Изотопическое смещение в спектре урана. Буквой А отмечена линия урана 4244,37 Å, буквой В — линия урана 4244,37 Å. Первый спектр сверху принадлежит U^{238} , второй — смеси U^{238} и U^{235} , третий — U^{235} , четвёртый — смеси U^{235} и U^{238} , пятый — U^{238} , шестой — смеси U^{238} и U^{235} .

ПРОЕКТЫ ГИГАНТСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 10^{10} eV

Введение

Получение частиц весьма большой энергии с помощью специальных установок — ускорителей — является одной из центральных задач современной физики. Наибольшее развитие в настоящее время получили циклические резонансные ускорители*). В этих установках частицы, обращаясь в магнитном поле, совершают одни и те же или близкие циклы, получая энергию от высокочастотного электрического поля при прохождении ускоряющих промежутков. Циклическая частота $\dot{\theta}$ обращения частицы с полной энергией E в магнитном поле H равна:

$$\dot{\theta} = \frac{ceH}{E}. \quad (1)$$

Из (1) следует, что радиус орбиты равен

$$R = \frac{E\beta}{eH}, \quad (2)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ (v — скорость частицы).

Для резонанса частота переменного ускоряющего электрического поля ω_λ должна быть равна (или кратна) частоте обращения частицы:

$$\omega_\lambda = q\dot{\theta}, \quad (3)$$

где q — кратность резонанса (обычно $q = 1$).

Так как в процессе ускорения энергия частицы должна в среднем возрастать, то для выполнения условия (1) либо параметр H , либо параметр ω_λ , либо оба эти параметра вместе должны соответствующим образом изменяться.

В этом — одно из отличий резонансных ускорителей от циклотрона, в котором параметры остаются неизменными. Поэтому работа циклотрона нарушается, как только начинает сказываться релятивистский эффект нарастания массы ускоряемых ионов. По этой причине, как известно, циклотрон непригоден для ускорения электронов. В современных резонансных ускорителях, использующих принцип «автофазировки», релятивистское возрастание массы не препятствует действию ускорителя.

Ускорители с переменным во времени магнитным полем H и постоянной частотой ускоряющего поля ω_λ называются синхротронами. Синхротроны применяются для ускорения электронов**).

*) Для ускорения электронов, наряду с резонансными ускорителями, продолжают применяться бетатроны. (См. УФН 26, 181 (1944); УФН 27, 31 (1945); УФН 30, 119 (1946).) Режим бетатронного ускорения применяется также на начальной стадии работы в циклических резонансных ускорителях электронов (синхротронах).

***) См., например, описание синхротрона на 80 MeV, УФН 37, 501 (1949), а также описание первой модели синхротрона на 8 MeV, УФН 31, 584 (1947).

Ускорители с постоянным во времени магнитным полем и меняющейся (уменьшающейся) частотой ускоряющего электрического поля получили название фазотронов. Фазотроны применяются для ускорения тяжёлых частиц (протонов, дейтеронов и α -частиц)*).

Наконец, если в резонансном ускорителе одновременно меняются и частота ускоряющего электрического поля и магнитное поле, то такой ускоритель называют синхрофазотроном. При этом закон изменения H и ω_λ выбирается такой, чтобы радиус орбиты оставался постоянным. Проектируемые синхрофазотроны в большинстве случаев рассчитаны на ускорение тяжёлых частиц.

Современные резонансные ускорители, которые впервые были предложены В. И. Векслером¹ в 1944 г., основаны на свойстве «автофазировки» или «фазовой стабильности».

В теории ускорителей принято называть фазой частицы φ фазу переменного электрического напряжения $V = V_0 \cos \omega_\lambda t$ в момент прохождения частицей ускоряющего промежутка. Для успешного действия ускорителя нужно, чтобы фаза частицы, в среднем за много оборотов, равнялась фазе, соответствующей ускоряющему напряжению достаточной величины.

Свойство автофазировки заключается в том, что для определённого интервала начальных условий фаза частицы в процессе ускорения совершает затухающие колебания около некоторой стационарной фазы (фазирующей точки) φ_0 , соответствующей резонансному ускоряющему напряжению $V_R = V_0 \cos \varphi_0$. Движение частицы в резонансе с ускоряющим напряжением называют равновесным движением, а соответствующие параметры (энергию, радиус, орбиты и т. д.) — равновесными. С колебаниями фазы (а значит, и энергии) частицы связаны также и колебания радиуса орбиты (2) около равновесного положения (так называемые радиально-фазовые колебания). Эти колебания имеют частоту, значительно меньшую частоты обращения частицы, т. е., другими словами, радиально-фазовые колебания происходят медленно по сравнению с периодом обращения частиц. На эти медленные колебания радиуса накладываются гораздо более быстрые радиальные и вертикальные «свободные» колебания, хорошо известные из теории бетатрона**). Частоты этих колебаний ω_r и ω_z одного порядка с частотой обращения θ и равняются, соответственно:

$$\omega_r = \dot{\theta} \sqrt{1-n}, \quad \omega_z = \dot{\theta} \sqrt{n},$$

где величина

$$n = - \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln R}$$

— показатель спадания магнитного поля — характеризует форму магнитного поля. Для устойчивости движения нужно, чтобы величина n удовлетворяла требованию $0 < n < 1$.

Колебания фазы для данных начальных условий происходят между значениями φ_1 и φ_2 (см. рис. 1), расположенными, вообще говоря, несимметрично относительно φ_0 . Предельные значения φ_1 и φ_2 , при которых вообще ещё возможен колебательный режим для фазы, равны соответственно

*) См. описание 184-дюймового берклеевского фазотрона, дающего α -частицы с энергией 400 MeV и дейтероны с энергией 200 MeV, УФН 32, 396 (1947).

**) См., например, Я. П. Терлецкий, Journ. Phys. USSR 9, 159 (1945), а также УФН 27, 31 (1945).

— φ_0 и φ_3 (последнее значение определяется из некоторого трансцендентного уравнения и также зависит от φ_0).

Автофазировка осуществляется при достаточно медленном («адиабатическом») изменении параметров ускорителя (напряжённости магнитного поля H , частоты ускоряющего электрического поля ω_λ и т. п.).

Как показывает теория², поведение фазы частиц в резонансных ускорителях описывается уравнением, совпадающим с уравнением физического маятника с внешним моментом и адиабатически изменяющимися коэффициентами

$$\frac{d}{dt}(a\dot{\varphi}) + b \cos \varphi = c, \quad (4)$$

где a , b , c — медленно меняющиеся функции времени. Поведение фазы удобно исследовать на фазовой плоскости в координатах $(\varphi, \dot{\varphi})$.

Примерная картина на фазовой плоскости в координатах $(\varphi, \dot{\varphi})$. Примерная картина на фазовой плоскости в координатах $(\varphi, \dot{\varphi})$.

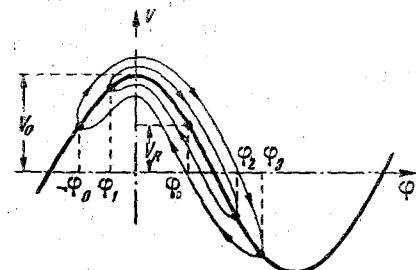


Рис. 1. Переменное электрическое ускоряющее напряжение и поведение фазы частицы в резонансном ускорителе.

кости для уравнения (4) изображена на рис. 2 (обозначения те же, что и на рис. 1). Замкнутые овалы — орбиты, окружающие точку φ_0 , соответствуют периодическому изменению фазы около φ_0 . Таково поведение фазы для частиц, которые захватываются в ускорительный режим и, в среднем, резонансно ускоряются.

Граничная кривая (сепаратриса) отделяет замкнутые периодические орбиты от незамкнутых фазовых траекторий. Последние соответствуют таким частицам, которые не захватываются в ускорительный режим, попадают последовательно в самые различные фазы (в том числе и соответствующие замедлению) и не могут достигнуть больших значений энергии. Как видно, «фазовая область захвата» лежит в пределах $(-\varphi_0, \varphi_3)$.

Изложение теории движения частицы в резонансном ускорителе выходит за рамки данного обзора, специально посвященного проектам гигантских ускорителей, предназначенных для получения протонов с энергией в 10 000 MeV.

Однако, имея в виду дальнейшее изложение, нужно сделать ещё несколько замечаний. Согласно (1), (2) и (3) радиус равновесной орбиты в синхротроне растёт пропорционально скорости частицы (и перестаёт расти только в релятивистской области для $\beta \approx 1$):

$$R(t) = \frac{cq}{\omega_\lambda} \beta(t). \quad (5)$$

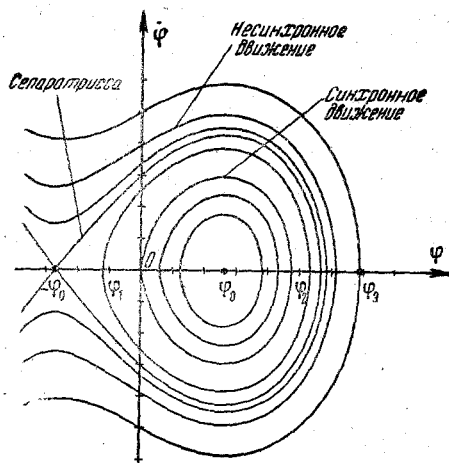


Рис. 2. Картина на фазовой плоскости для фазы частицы в резонансном ускорителе.

В фазотроне равновесный радиус растёт значительно быстрее из-за уменьшения частоты $\omega_\lambda(t)$ (и продолжает расти также в релятивистской области):

$$R = cq \frac{\beta(t)}{\omega_\lambda(t)}. \quad (5a)$$

Для того чтобы поддерживать равновесный радиус в процессе ускорения постоянным ($R = R_0 = \text{const.}$), как это происходит в синхрофазотроне, необходимо увеличивать частоту $\omega_\lambda(t)$ со временем, пропорционально скорости $\beta(t)$:

$$\omega_\lambda = \frac{cq}{R_0} \beta(t) = \frac{cq}{R_0} \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E(t)}\right)^2}, \quad (6)$$

где E_0 — энергия покоя частиц. Иными словами, частота электрического поля ω_λ должна изменяться так, как изменяется частота частицы, движущейся в бетатроне по равновесной орбите с тем же радиусом и тем же магнитным полем, что и в синхрофазотроне.

С другой стороны, согласно (1), для резонанса нужно, чтобы магнитное поле возрастало пропорционально $\omega_\lambda(t)E(t)$. При этом, с точки зрения постоянства равновесного радиуса, на изменение величины H не накладывается никаких ограничений.

Следовательно, при одновременном изменении магнитного поля можно добиться того, что радиус равновесной орбиты будет оставаться постоянным, и, вместе с тем, будет осуществляться резонансное ускорение. При произвольном (лишь бы достаточно медленном) возрастании напряжённости магнитного поля частота ускоряющего электрического поля ω_λ должна изменяться со временем по совершенно определённом закону, в соответствии с изменением $H(t)$. Закон этот можно сразу получить, комбинируя (1), (3) и (6):

$$\omega_\lambda(t) = \frac{c}{R_0 \left[1 + \left(\frac{E_0}{eR_0 H(t)}\right)^2\right]^{1/2}}. \quad (7)$$

Полное изменение частоты, необходимое в процессе ускорения, определяется начальной E_i и конечной E_f энергией частицы. Большое изменение частоты ω_λ в процессе ускорения представляет значительные технические трудности. Для данного значения конечной энергии отношение конечной $\omega_{\lambda f}$ и начальной $\omega_{\lambda i}$ частот зависит только от начальной энергии и равняется

$$k = \frac{\omega_{\lambda f}}{\omega_{\lambda i}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_f}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_i}\right)^2}}. \quad (8)$$

Таким образом, чем выше энергия впуска частиц E_i (энергия инжекции), тем меньше нужно модулировать частоту ω_λ в синхрофазотроне. Как видно из (8), в релятивистском случае ($E_f \gg E_0$) величина k практически вообще не зависит от конечной энергии E_f и целиком определяется величиной начальной энергии.

Беватроны

За последние годы происходит интенсивное строительство современных ускорителей различных типов, часть из которых уже успешно действует. Наряду с сооружением ускорителей, рассчитанных на получение частиц с энергией порядка сотен MeV, появились проекты создания гораздо более мощных установок, в которых частицы должны ускоряться до энергий порядка нескольких миллиардов (биллионов, по американской терминологии) электрон-вольт. Ускорители, рассчитанные на получение частиц в таком интервале энергий, получили в американской литературе название беватронов (от 10^9 eV = 1 BeV = 1 биллиону электрон-вольт). В 1947 г. в литературе был описан проект протонного ускорителя Бирмингемского университета⁵ на $1,3 \cdot 10^9$ eV. Здесь будут описаны проекты двух беватронов на 10 BeV, разработка которых производится в США в Буркгавенской Национальной лаборатории под руководством Ливингстона и в Берклевском университете под руководством Бробека.

Значение энергии в 10 BeV, как указывает Ливингстон⁴, выбрано как превышающее порог для образования пар нуклонов — 5,6 BeV⁵. Это значение находится в интервале энергий, которыми обладает определенная доля первичных космических лучей. В случае электронов потери на излучение*), по мнению многих авторов, ставят предел для максимально достижимой энергии электронов в циклических ускорителях порядка 1—2 BeV. Для протонов радиационные потери, которые обратно пропорциональны четвертой степени энергии покоя частицы, пренебрежимо малы для энергий в десятки BeV. Поэтому в случае тяжелых частиц максимально достижимая энергия, если говорить о применяемых теперь методах ускорения частиц, лимитируется только техническими возможностями и экономическими соображениями.

Из четырех принципиально возможных типов ускорителей: фазотрона, бетатрона, синхрофазотрона и линейного ускорителя наибольшее преимущество при энергиях такого порядка имеет синхрофазотрон. Фазотрон требует сплошного магнита огромного радиуса с магнитным полем, величина и форма которого должны удовлетворять достаточно жестким требованиям. Бетатрон требует большого количества железа для создания мощного центрального потока, необходимого для выполнения условия 2:1. Линейный ускоритель для протонов на такие энергии должен иметь колоссальную длину, не говоря о том, что должны быть преодолены трудности по фокусировке пучка частиц и синхронизации системы по всей длине⁶. Синхрофазотрон с его кольцевым магнитом является, повидимому, наиболее практически пригодным для получения протонов с энергией 10 BeV.

Далее, нужно выбрать тип магнита — с железным сердечником или без него. Преимуществами безжелезного магнита являются отсутствие ограничения величины предельной напряженности поля из-за насыщения железа и экономия большого количества железа. Однако такой тип магнита приводит к недопустимо большим значениям реактивной мощности и создаёт очень большие трудности в смысле механического устройства и прочности, а также в смысле получения нужного распределения токов для создания магнитного поля подходящей конфигурации. Неслучайно поэтому, что оба упомянутых проекта предполагают использовать ускоритель типа синхрофазотрона, имеющий магнит с железным сердечником. При этом, конечно, известные преимущества синхрофазотрона не означают, что при проектировании и сооружении таких колоссальных установок не придётся преодолеть целого ряда серьезнейших трудностей, связанных с проблемами циклотрон-

*) Об излучении электронов в ускорителях см. УФН 33, 277 (1947); УФН 34, 398 (1948).

ной, синхротронной и бетатронной техники. Здесь приходится встречаться с масштабами, невиданными до сих пор (достаточно сказать, что энергия в 10 BeV превышает максимально полученную до сих пор в ускорителях энергию в 25 раз).

Количество данных, опубликованных по вопросам проектирования и конструкции бетатронов, пока невелико. По проекту Брукгавенской лаборатории имеется лишь несколько коротких заметок, касающихся отдельных вопросов конструкции^{4,7,8,9}. Более подробно описан проект Берклеевского университета, которому посвящена статья руководителя проекта — Бробека¹⁰, появившаяся после ряда предварительных сообщений. Однако и в последнем случае приводимые данные являются ориентировочными, и большинство проблем только поставлено, но не разрешено. Эти два проекта мы рассмотрим в отдельности.

Проект бетатрона Брукгавенской лаборатории

Кольцевой магнит ускорителя будет, вероятно, содержать прямолинейные секции, т. е. будет типа «рейстрека»*) (см. рис. 3). Магнит набирается из пластин толщиной 1,25 см каждая. Максимальное магнитное поле на

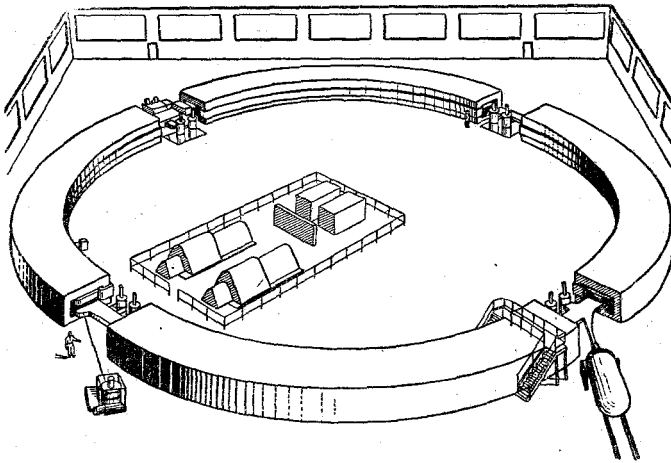


Рис. 3. Схематический рисунок бетатрона — проектируемого протонного ускорителя на 10 BeV типа синхрофазотрона. В правом углу изображён генератор Ван-де-Граафа, используемый для высоковольтного впуска протонов. Пучок частиц большой энергии выходит слева около фигуры человека, изображённой для оценки размеров установки.

орбите — 15 000 Г. Соответственно, радиус равновесной орбиты $R_0 = 24,4$ м. Во время работы ускорителя в его магнитной цепи запасается энергия $5 \cdot 10^7$ джаулей. Поперечное сечение магнита имеет С-образную форму с

*) Название «рейстрек», означающее в переводе «ипподром», этот тип магнита получил за свою овальную форму. Прямолинейные секции, в которых частица движется в отсутствии магнитного поля, вводятся для удобства монтажа и обслуживания обстановки, для помещения громоздкой ускоряющей системы, для обеспечения впуска и выпуска пучка частиц из ускорителя и т. д.

воздушным зазором на внешней стороне. Воздушный зазор имеет в поперечном сечении 120×30 см. Исследование свойств такого магнита производится на модели в $\frac{1}{4}$ натуральной величины в виде дуги в 6° . Энергия инжекции $W_1 = 4$ MeV. Частота ускоряющего электрического поля изменяется от 0,18 Мгц до 2 Мгц, т. е. более чем в 11 раз. Применение резонаторов, подобных тем, которые применяются в электронных ускорителях¹¹, встречает поэтому в данном случае большие затруднения. Резонатор должен был бы иметь очень большие размеры; настраивать его в указанном широком интервале частот чрезвычайно трудно, а при работе с ненастроенным резонатором требуются токи порядка тысяч ампер. Поэтому предполагается применять ускоряющую систему типа «трансформатора», т. е. использовать индукционный метод ускорения, но не на всём обороте, как в бетатроне, а в узком ускоряющем промежутке. Одна из прямолинейных секций камеры окружается кольцом из ламинированного или порошкообразного ферромагнитного материала, вес которого достигает нескольких тонн. Обмотка этого кольцевого сердечника является первичной, а в качестве витка вторичной обмотки служит сам ионный пучок. Последний ускоряется вихревым электрическим полем, создаваемым в камере внутри кольцеобразного магнита. В такой системе частоту электрического поля в большом интервале изменять оказывается значительно удобнее. Приращение энергии за оборот должно составлять $\Delta W = 5,5$ KeV. Время ускорения протонов — около 1 сек. Методы синхронизации ускоряющего электрического поля и управляющего магнитного поля предполагается испытывать на электронной модели диаметром 1 м.

По некоторым сообщениям¹² в Брукгавенской лаборатории проектируется также бетатрон для ускорения протонов до энергии 3 BeV. Об этом проекте опубликованы лишь следующие данные:

$$R_0 = 915 \text{ см}, \quad W_1 = 3 \text{ MeV}, \quad \Delta W = 1,15 \text{ KeV}, \quad A = 8 \text{ см},$$

где A — полувысота вакуумной камеры.

Проект бетатрона Берклеевского университета

Проблемы, которые разбираются в этом проекте, в значительной части относятся не только к данной конкретной установке, но являются общими для всех больших установок, рассчитанных на получение частиц с энергиями в сотни и тысячи MeV.

Одной из главных трудностей при конструировании бетатрона (типа синхрофазотрона) является необходимость модулировать частоту ускоряющего электрического поля во много раз в соответствии с изменением скорости протона [см. (7)]. Поэтому, согласно (8), желательно начинать синхрофазотронный режим при возможно большем значении начальной скорости. При оценке значения энергии, с которой должен начинаться синхрофазотронный режим, автор проекта исходит из того, что в настоящее время в фазотроне достигнута модуляция частоты в два раза и вскоре должна быть достигнута модуляция в три раза¹³. Поэтому предполагается ускорять протоны сначала в бетатронном режиме до скорости, равной одной трети скорости света, а затем, вплоть до конечной энергии, производить ускорение в синхрофазотронном режиме. При этом, как будет видно дальше, это обстоятельство (наличие начального бетатронного режима) не потребует дополнительного увеличения количества железа, благодаря выбранной форме поперечного сечения кольцевого магнита (см. рис. 5).

При впуске частиц в начале бетатронного режима нужно также, по возможности, применять высоковольтную инжекцию для уменьшения потерь, связанных с рассеянием частиц и расхождением пучка из-за кулоновского отталкивания, а также чтобы избежать влияния азимутальной асимметрии магнитного поля.

Под азимутальной асимметрией магнитного поля подразумевается отклонение конфигурации управляющего магнитного поля H_z от аксиальной симметрии, т. е. наличие зависимости H_z от азимута θ . Если представить $H_z(\theta)$ в виде ряда Фурье:

$$H = H(R) \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} h_l \cos(l\theta + \alpha_l) \right], \quad (9)$$

то, согласно Бому и Фолди², поправка δR к радиусу мгновенной орбиты R_l , вносимая азимутальной асимметрией δH , равна:

$$\delta R = R_l \sum_{l=1}^{\infty} \frac{h_l}{l^2 + n - 1} \cos(l\theta + \alpha_l), \quad (10)$$

где n — показатель спада магнитного поля:

$$n = - \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln R}. \quad (11)$$

Как видно из (10), круговая орбита искажается, причём наибольшее значение имеют низшие гармоники (малые значения l). Поэтому приближённо можно считать, что

$$\frac{\delta R}{R_l} \approx \frac{1}{n} \frac{\delta H}{H}. \quad (12)$$

Азимутальная асимметрия в данном случае опасна из-за сравнительно небольшой величины $\frac{\Delta R}{R_0}$ — отношения ширины рабочей области к радиусу равновесной орбиты, что согласно (12) накладывает довольно жёсткие требования на величину азимутальной вариации магнитного поля $\frac{\delta H}{H}$. Инжекцию предполагается проводить с помощью генератора Ван-де-Граафа при энергии 4 MeV, что соответствует достаточно большому начальному значению напряжённости магнитного поля на орбите в 120 гаусс. Последовательные этапы процесса ускорения представлены в таблице 1.

Для того чтобы подвести протонный пучок от генератора Ван-де-Граафа по касательной к орбите, предполагается применить электрический дефлектор с радиусом отклоняющих пластин, равным 4,5 м. При этом электрическое поле между пластинами должно равняться $18 \frac{кв}{см}$. Эффективная ширина «инжектора», представляющая

опасность для потерь частиц из-за соударений, определяется в этом случае толщиной внутренней отклоняющей пластины. В конце ускорительного цикла пучок протонов должен быть смещён на наружную или внутреннюю мишень, либо с помощью нарушения резонансного соотношения между частотой ускоряющего поля и величиной напряжённости магнитного поля, либо наложением импульсного отклоняющего электрического поля. Получившийся в результате пучок с мишени должен использоваться дальше для различных исследований.

Общая схема ускорителя представлена на рис. 4. Как видно, это — ускоритель типа «рейстрека», составленный из четырёх дуговых секций,

Таблица 1

	При инжекции	В начале синхротронного режима	При максимальной энергии
Энергия иона MeV	4	55	10000
Магнитное поле (гаусс)	120	450	15000
Скорость иона (в долях c)	0,0092	0,333	0,996

соединённых четырьмя небольшими прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты R_0 определяется конечной энергией E_m и максимально достижимым значением напряжённости магнитного поля H_m согласно формуле $E \approx 300 HR$ (в электрон-вольтах), и равняется 24,4 м. Длина каждой из прямолинейных секций — 6,1 м. Согласно теории «рейстрека»¹⁴, при выбранном значении показателя спадания магнитного поля $n=0,7$ такие прямолинейные промежутки очень мало возмущают устойчивое движение частиц. В двух прямолинейных промежутках должна происходить инжекция.

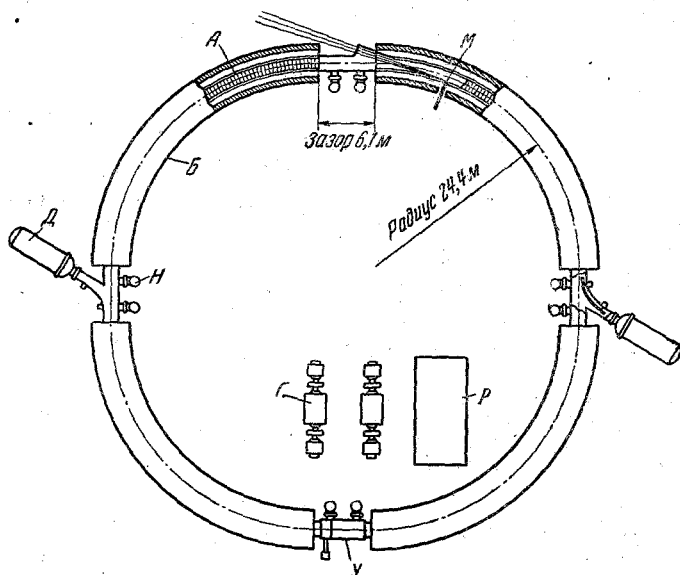


Рис. 24. Схема беватрона, проектируемого в Калифорнийском университете: А — камера; Б — магнит; Г — мотор-генераторы; Д — генератор Ван-де-Граафа; Н — вакуумные насосы; М — мишень; Р — распределительное устройство, трансформаторы и выпрямители; У — ускорительная секция.

Применение двух инжекторов — двух генераторов Ван-де-Граафа — должно повысить интенсивность пучка ускоряемых протонов и обеспечить надёжность действия. В третьем прямолинейном промежутке помещается ускоряющее устройство. Наконец, четвёртый, последний предназначен для облегчения выпуска продуктов, получающихся при соударении ускоренного протонного пучка с мишенью. Кроме того, к каждому прямолинейному промежутку присоединяются вакуумные насосы (см. рис. 4). Вес железа, требуемого для магнита, равен 13 000 тонн.

Поперечное сечение магнита показано на рис. 5. Наиболее важными здесь являются размеры поперечного сечения (высота и ширина) воздушного зазора. Эти размеры в значительной степени определяют стоимость всей установки в целом, так как от них зависит рабочий объём, в котором должно быть создано нужное магнитное поле.

Выбор высоты зазора определяется следующими факторами: а) угловое расхождение впущенного пучка, б) смещение плоскости симметрии магнитного поля, с) толщина стенок камеры и величина допускаемого зазора между стенками и магнитом, д) рассеяние ионов на остаточном газе.

Впускаемый пучок может быть сфокусирован настолько, что максимальная амплитуда вертикальных колебаний не будет превосходить 7,5 см. Для стенок камеры и допуска достаточно 5 см. Вертикальное смещение средней плоскости можно исправлять с помощью вспомогательных катушек в прямолинейных секциях. Существенным фактором, влияющим на выбор высоты зазора, является, помимо того, рассеяние на остаточном газе. При давлении 10^{-5} мм Hg, высоте зазора, доступного движению протонов, равной 15 см, и приращении энергии за оборот $\Delta W = 6300$ eV до максимальной энергии дойдёт около 10% впущенных частиц (если не учитывать других факторов, кроме рассеяния). Высота воздушного зазора из приведённых соображений выбирается равной 20 см.

В общем случае доля, которую составляет число ионов, дошедших до максимальной энергии (если учитывать только рассеяние), от числа впущенных ионов приблизительно пропорциональна величине

$$\exp \left[- \frac{KR_0NZ^2}{A^2\Delta W W_i} \right], \quad (13)$$

где W_i — кинетическая энергия инжекции,

Z и N — атомный номер и число атомов в единице объёма остаточного газа,

ΔW — приращение энергии иона за оборот,

R_0 — радиус,

K — постоянная,

$2A$ — вертикальный размер вакуумной камеры, который предполагается много меньшим горизонтального размера*). Благодаря экспоненциальному множителю изменение давления в два раза может увеличить потери частиц в пять раз, что указывает на чувствительность величины тока на выходе к величине давления в камере. Заметим при этом, что потери энергии из-за неполного вакуума являются весьма малыми: так, при давлении 10^{-5} мм Hg потери энергии протона с энергией 4 MeV составляют 25 eV за оборот, а при 10 BeV потери падают до величины, меньшей чем 1 eV за оборот.

Выбор радиального размера (ширины рабочей области) представляет более трудную задачу, чем выбор вертикального размера, и определяется большим числом факторов. Эти факторы: а) угловое расхождение впущенного пучка, б) радиальные колебания и сжатие орбиты, определяющие «прозрачность» инжектора (т. е. возможность минования инжектора в процессе ускорения), в) смещение орбиты, вызываемое нарушением условия 2:1 в течение бетатронного ускорения, г) радиально-фазовые колебания в течение синхрофазотронного режима и, в особенности, при переходном режиме (при переходе от бетатронного ускорения), д) азимутальная асимметрия магнитного поля, е) неточность выполнения резонансного соотношения (7) между частотой ускоряющего поля и напряжённостью магнитного поля в течение синхрофазотронного режима, ж) пространственные неоднородности магнита, з) рассеяние на остаточном газе в вакуумной камере.

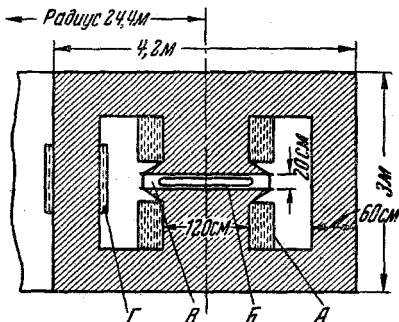


Рис. 5. Поперечный разрез кольцевого магнита бетатрона: А — основная обмотка; Б — вакуумная камера; В — область форвакуума; Г — вспомогательная (бетатронная) обмотка.

*) О влиянии рассеяния частиц на остаточном газе в камере синхрофазотрона см. подробную работу Блахмана и Куранта¹².

Изменение радиуса орбиты, связанное с относительной ошибкой α в бетатронном условии 2:1, равно¹⁵

$$\frac{\alpha}{1-n} \left(1 - \frac{H_1}{H}\right) R_0,$$

где H_1 — магнитное поле при инжекции, $n = 0,7$ — показатель спадания магнитного поля. Для $\alpha = 0,1\%$ это изменение радиуса за время бетатронного ускорения может достигать значения 6,25 см.

Изменение радиуса, связанное с относительной неточностью f выполнения синхрофазотронного условия (7), равно

$$-\frac{f}{n + \beta^2(1-n)} R_0.$$

Для $f = 0,1\%$ это изменение может достигать максимум 3,5 см.

Изменение радиуса благодаря радиально-фазовым колебаниям равно⁸

$$\left[\frac{\text{tg}\varphi_0}{4\pi n(1-n)} \frac{\Delta W}{qW} \right]^{1/2} R_0 \Delta\varphi,$$

где W — кинетическая энергия иона, $\Delta\varphi$ — амплитуда фазовых колебаний, φ_0 — значение равномерной фазы (фазирующая точка), q — число периодов ускоряющего поля за время одного оборота частицы (кратность резонанса). Для этой формулы характерно наличие фактора $q^{-1/2}$. Появление этого фактора связано с тем, что в данном ускорителе частота переменного ускоряющего электрического поля превосходит частоту обращения в q раз ($q = 6$). В начале синхрофазотронного ускорения $\Delta\varphi$ может достигать 1 радиана. При $\Delta W = 6300$ eV и $q = 6$ это даёт для максимального отклонения радиуса от R_0 величину 7,5 см. Азимутальная асимметрия, если она достигает сколько-нибудь заметной величины при выбранном значении энергии инжекции, может быть исправлена шиммированием или соответствующим юстированием тока по отдельности в четырёх квадрантах «рейстрека». Так как ширина зазора в несколько раз превосходит высоту, то потери из-за рассеяния являются в данном случае (при соударении с вертикальными стенками) небольшими.

Важным и сложным вопросом является проблема «прозрачности» инжектора в процессе ускорения, т. е. проблема минования частицами инжектора в процессе ускорения. Как показано Видерое и Тоушеном, «прозрачность» инжектора зависит от скорости сжатия орбиты ионов в процессе инжекции. Величина, на которую уменьшается радиус орбиты

за один оборот, равна $\frac{\Delta W}{2W_i} X$. Даже для $X = 1$ м величина сжатия равна всего 0,075 см. При таком небольшом сжатии доля захваченных ионов оценивается в 1%. Можно, однако, повысить эффективность захвата,

если изменять соответствующим образом величину отношения $\frac{\bar{H}}{H}$, где \bar{H} — среднее значение магнитного поля внутри орбиты, H — значение магнитного поля на орбите. Например, если величину \bar{H} в период инжекции поддерживать постоянной, то радиус орбиты за один оборот будет сокращаться на 2,5 см.

Исходя из всех перечисленных факторов, для радиального размера рабочей области выбирается значение 120 см, что составляет около 5% от равновесного радиуса. Заметим, что для обеспечения нужного значения $n = 0,7$ высота зазора на протяжении 120 см должна измениться всего на 0,7 см.

При больших значениях напряжённости магнитного поля ширина рабочей области может быть взята меньшей. Это связано с тем, что ампли-

туда свободных колебаний затухает как $H^{-1/2}$, а амплитуда фазовых колебаний уменьшается в процессе ускорения пропорционально $W^{-1/2} \div W^{-3/4}$, где W — кинетическая энергия (приведены значения соответственно для нерелятивистского и релятивистского случаев).

В соответствии с этим, при больших значениях напряжённости магнитного поля предполагается уменьшать объём, в котором создаётся магнитное поле, за счёт насыщения специальных остроконечных краёв полюсных наконечников (см. рис. 5). Этим может быть достигнуто значительное уменьшение величины требуемой магнитной энергии. Запасаемая

магнитная энергия может быть вычислена по формуле $M = \frac{10}{4\pi} 10^{-8} \frac{H_m l \Phi}{\eta}$,

где H_m — максимальное поле в зазоре, l — длина зазора, Φ — магнитный поток через обмотки, η — доля числа ампервитков, создающих поле в зазоре, от полного числа ампервитков. Беря напряжённость в железе 17 000 гаусс, а в зазоре — 15 000 гаусс и $\eta = 0,8$, получаем для M значение 48 мегаджоулей. Важнейшим параметром в проблеме питания магнита мощностью является промежуток времени, за который магнитное поле возрастает от нуля до максимального значения. С возрастанием этого промежутка времени стоимость питающих устройств уменьшается. Однако большое увеличение времени ускорения лимитируется следующими факторами: а) потеря энергии на остаточном газе, б) рассеяние на остаточном газе, в) расхождение ионного пучка из-за пространственного заряда, г) необходимость минования инжектора. Эти факторы были обсуждены выше, за исключением влияния пространственного заряда. Предел величины тока в пучке, связанный с пространственным зарядом, оказывается порядка 10^{-8} ампера, т. е. гораздо выше, чем можно ожидать из других соображений. Поэтому влияние пространственного заряда несущественно.

Время ускорения, или, что то же самое, время нарастания магнитного поля, выбрано равным 1 сек.

Другим важным вопросом питания магнита является способ создания огромного запаса энергии. Вообще говоря, эту энергию можно запастись в конденсаторах, аккумуляторах или вращающихся маховиках. Первые два способа оказываются в данном случае невыгодными из-за громоздкости и сложности оборудования. Предполагается использовать трёхфазные 60-периодные генераторы переменного тока, подключаемые к магниту через игнитроны, которые служат выпрямителями-инвертерами. Для того чтобы доставлять в магнитную цепь в 1 сек. энергию в $48 \cdot 10^6$ джоулей, необходимы генераторы мощностью 60 000 киловатт. Для уменьшения силы реакции на грунт желательнее применять две машины по 30 000 киловатт каждая, вращение в которых должно происходить в противоположных направлениях.

С помощью выпрямителя-инвертера 60-периодный переменный ток преобразуется в ток одного направления, нарастающий до максимального значения за 1 сек. и спадающий до нуля за такое же время. Во время нарастания тока энергия поступает из генераторов в магнитную цепь. После прохождения максимального значения тока процесс начинает идти в противоположном направлении и энергия начинает возвращаться обратно в генераторы, которые теперь работают как электромоторы, вращая тяжёлые маховики. Для выпрямительно-инвертерного действия подходящими являются пентодные игнитроны GL 506, работающие при максимальном значении тока в 900 ампер при значении обратного напряжения 20 000 вольт. При значении напряжения в магнитной цепи, равном 20 000 вольт, амплитудное значение тока должно достигать 4800 ампер, для чего необходимо 36 игнитронов в трёхфазном двухполупериодном выпрямителе. При описанном методе питания магнитной цепи ток в ней будет возрастать и спадать со временем линейно.

При скорости вращения ротора в генераторе, равной 1800 об/мин., для поддержания скорости в пределах 10% от этого значения требуется маховик диаметром 4,5 м, длиной также 4,5 м и весом 30 тонн.

Так как магнит требует 300 000 ампер-витков, а амплитудное значение тока равно 4800 ампер, то число витков основной обмотки должно равняться 62. Беря плотность тока в проводнике 160 ампер/см², получаем площадь поперечного сечения проводника, равную 1,7 см², для эффективного значения тока $\frac{1}{\sqrt{3}} 4800 = 2760$ ампер. Вес меди в обмотках оказы-

вается равным 325 тонн, а активные потери (I^2R) при непрерывном действии достигают 1360 киловатт. Требуемая мощность мотора может быть оценена по активным потерям в обмотке, потерям в железе и потерям в генераторе. На потери в железе накладывается требование, чтобы они не превосходили 1% энергии, запасаемой за цикл, или 480 000 джоулей каждые две секунды, т. е. 240 киловатт. Потери в генераторах должны составлять около 3% их реактивной мощности, т. е. 1800 киловатт. Следовательно, мощность мотора должна равняться 3400 киловатт или 5000 лошадиных сил. Моторы должны быть асинхронные с отстающим вращением ротора (большим относительным скольжением) для того, чтобы давать приближённо постоянное значение мощности при изменении скорости вращения в пределах 10%.

Требования к мощности могут быть понижены при работе с меньшей скоростью повторения импульсов. Например, если взять вместо тридцати импульсов в минуту — три импульса, то требуемая мощность моторов и генераторов может быть уменьшена в $\sqrt{10}$ раз. Однако эта экономия, по видимому, не будет себя оправдывать, так как стоимость оборудования для питания мощностью составляет небольшую долю от полной стоимости установки, причём, для того чтобы извлечь пользу из работы на малой скорости повторения импульсов, генераторы должны быть сконструированы в расчёте на большие мгновенные значения перегрузки ёмкости.

Изменение центрального магнитного потока, необходимое для осуществления бетатронного режима, достигается с помощью дополнительной обмотки вокруг внутреннего или внешнего вертикальных ярма (см. рис. 5). Управление центральным потоком удобнее всего может выполняться поддержанием соответствующего отношения между значениями напряжения на основной и вспомогательной (бетатронной) обмотках. Это может быть достигнуто питанием вспомогательной обмотки от выпрямителя, подключённого к главному генератору через трансформатор с регулируемым напряжением (вариак).

Площадь поперечного сечения внутреннего ярма составляет 4,5% от площади, охватываемой орбитой. Поэтому пока поле на орбите изменяется от 120 до 450 гаусс (это соответствует ускорению в бетатронном режиме — см. табл. I), средняя напряжённость магнитного поля (плотность магнитного потока) во внутреннем вертикальном ярме, согласно бетатронному условию 2:1, должна измениться на величину

$$\frac{2(450-120)}{0,045} = 14\,000 \text{ гаусс.}$$

Плотность магнитного потока при инжекции берётся равной—7000 гаусс в направлении, противоположном направлению магнитного потока в воздушном зазоре. В течение бетатронного режима поток во внутреннем ярме изменяет своё направление на противоположное и вновь достигает плотности 7000 гаусс, так что изменение плотности потока оказывается равным требуемой величине 14 000 гаусс (см. рис. 6). Этой величине соответствует изменение плотности магнитного потока в полюсных наконеч-

никах, равное 500 гаусс, и изменение напряжённости поля в зазоре, равное 330 гаусс.

Для создания плотности магнитного потока во внутреннем ярме в 7000 гаусс требуется 2400 ампервитков во вспомогательной обмотке или 600 ампер при 4 витках. Длительность бетатронного режима равна

$$\frac{450 - 120}{15\,000} = 0,022 \text{ сек.},$$

что соответствует частоте 25 гц. При такой частоте потери на токи Фуко в трансформаторном железе (пластины толщиной 0,15 см) достигают 0,45 вт/кг или 4800 киловатт при непрерывной работе. В течение одного полупериода эти потери равны

$$\frac{4800}{50} = 96 \text{ килоджоулей.}$$

При напряжении на вспомогательной обмотке 20 000 вольт для восполнения этих потерь требуется амплитудное значение тока 480 ампер. Таким образом, полный ток через вспомогательную обмотку должен иметь амплитудное значение $600 \div 480 = 1100$ ампер.

С началом синхрофазотронного режима поток через внутреннее ярмо снова начинает падать и к концу ускорения достигает максимума в обратном направлении, при значении плотности магнитного потока, равном — 15 000 гаусс (см. рис. 6). Для этого на вспомогательную обмотку должно быть приложено напряжение порядка 500 вольт в направлении, противоположном тому, которое прикладывается в бетатронном режиме.

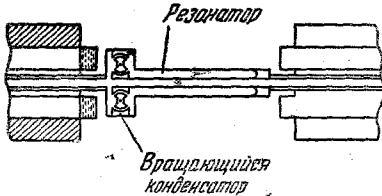


Рис. 7. Схема ускоряющей системы бетатрона, помещаемой в одном из прямолинейных промежутков.

т. е. создавать некоторое тормозящее поле. Однако этот эффект является слабым благодаря медленности спада плотности магнитного потока и может быть легко компенсирован увеличением амплитуды ускоряющего синхрофазотронного напряжения на несколько процентов.

Ускоряющая система помещается в одном из прямолинейных промежутков, как показано на рис. 7, и представляет собой резонатор длиной 3,66 м, вытянутый вдоль промежутка. Модуляция частоты электрического поля в резонаторе производится изменением ёмкости с помощью вращающихся конденсаторов, также показанных на рис. 7. При отношении максимальной и минимальной ёмкости во вращающихся конденсаторах, равном

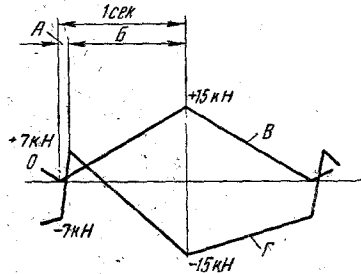


Рис. 6. График изменения напряжённости магнитного поля в воздушном зазоре и плотности магнитного потока во внутреннем вертикальном ярме магнита бетатрона: А — бетатронный режим 0,02 сек.; Б — синхрофазотронный режим; В — напряжённость магнитного поля в воздушном зазоре; Г — плотность магнитного потока во внутреннем ярме.

Далее, в следующем полупериоде (холостом в смысле ускорения), к вспомогательной обмотке должно быть приложено напряжение порядка 200 вольт, чтобы довести плотность магнитного потока в ярме до значения — 7000 гаусс, являющегося начальным для следующего цикла (см. рис. 6). Очевидно, что уменьшение плотности магнитного потока во внутреннем ярме от +7000 до —15000 гаусс (в течение синхрофазотронного режима) будет оказывать обратное бетатронное действие,

16, частота может изменяться от 3 до 12 *Мгц*. Так как в процессе ускорения период обращения ионов изменяется от 1,8 $\mu\text{сек}$ до 0,6 $\mu\text{сек}$, то при работе на шестой гармонике ($q=6$) используемый интервал частот будет от 3,3 до 10 *Мгц*.

Величина требуемого приращения энергии за оборот может быть найдена из выражения

$$\Delta W = e2\pi R_0^2 \frac{dH}{dt} 10^{-8}, \quad (14)$$

где $\frac{dH}{dt} = 15\,000$ гаусс в *сек*. Это даёт значение $\Delta W = 6300$ *eV*. Равновесная фаза φ_0 выбирается приблизительно равной 60° , или, другими словами, амплитуда напряжения берётся равной 12 000 вольт. Это приближается к известным условиям работы действующего фазотрона, откуда требуемая мощность генератора может быть оценена, как имеющая порядок 100 киловатт. Соотношение (7) между ω_λ и H , которое должно выполняться с точностью до 0,1%, может автоматически поддерживаться следующим образом. На вращающемся конденсаторе укрепляется «гребень», который приводит в действие реостат или какое-нибудь другое устройство, позволяющее получать напряжение, пропорциональное требуемому магнитному полю. Это напряжение компенсируется напряжением, снимаемым с катушки, вращающейся в магнитном поле. Разность напряжений подаётся на управляющее устройство для того, чтобы производить соответствующее небольшое изменение частоты резонатора. Предполагается, что пластинам вращающегося конденсатора придаётся такая форма, чтобы изменение частоты происходило по закону, возможно более близкому к (7), так что требуемая коррективка частоты будет в действительности невелика.

Вакуумная камера набирается из порцелановых секций шириной 30 *см* каждая, имеющих в поперечном сечении 120×20 *см* и толщину стенок 1,875 *см* ($3/4$ дюйма).

Соединения между отдельными секциями уплотняются резиновыми прокладками, которые покрываются тонкими металлическими пластинками. Вакуумные насосы расположены попарно на каждой прямолинейной секции (см. рис. 4). Два кольца из пластмассы с диаметром порядка диаметра орбиты, скреплённых с заострёнными краями полюсных наконечников, замыкают пространство около вакуумной камеры (эти кольца в поперечном сечении видны на рис. 5). Объём, ограничиваемый этими кольцами и полюсными наконечниками, откачивается для уменьшения давления на вакуумную камеру. Этот объём может содержать водород или гелий при низком давлении. Таким образом, газ, проникающий в камеру, будет иметь малый атомный номер, благодаря чему потери из-за рассеяния будут уменьшены.

Ожидаемый ток ускоренных ионов на выходе ускорителя можно приблизительно оценить следующим образом. Промежуток времени Δt , в течение которого мгновенные орбиты при инжекции находятся в пределах рабочей области, определяется по формуле¹⁷:

$$\Delta t = (1 - n) \frac{H_i}{\dot{H}_i} \frac{\Delta R}{R_0}, \quad (15)$$

где H_i — значение магнитного поля в период инжекции, ΔR — ширина рабочей области. В данном случае

$$H_i = 120 \text{ гаусс}, \quad \frac{\Delta R}{R_0} = 5\%, \quad \dot{H}_i = 15\,000 \text{ гаусс/сек}, \quad n = 0,7.$$

Отсюда максимальное время захвата $\Delta t = 120 \mu\text{сек}$. Предполагая, что каждый из двух генераторов Ван-де-Граафа даёт ток 50 микроампер и

Учитывая, что захват происходит через каждые две секунды, причём из-за различных причин при инжекции захватывается всего 2% от максимально возможного значения, получаем среднее значение тока, захваченного в результате инжекции, равное $1,2 \cdot 10^{-10}$ ампера. Если, далее, принять во внимание, что благодаря рассеянию из этого количества доходит до конца ускорения 10%, то для среднего значения тока на выходе получается значение порядка 10^{-11} ампер. Этот средний ток достаточен для экспериментальных целей, особенно если принять во внимание, что он состоит из отдельных импульсов с гораздо большими мгновенными значениями тока.

В проекте приводятся также некоторые данные о затратах, связанных с сооружением беватрона, которые могут представлять известный интерес. Стоимость магнита оценивается в 10 млн. долларов, стоимость устройств, питающих магнит мощностью, в 1 млн. долларов. Общая стоимость установки оценивается в 15—20 млн. долларов.

В заключение приведём таблицу, содержащую значения основных параметров проектируемой установки — синхрофазотрона для получения протонов с энергией 10^{10} eV.

Таблица II

Радиус орбиты	24,4 м
Длина прямолинейной секции	6,1 м
Высота воздушного зазора магнита	20 см
Ширина рабочей области при небольших энергиях	120 см
Показатель спада магнитного поля	0,7
Вес железа в магните	13 000 тонн
Вес меди в магните	400 тонн
Энергия, запасаемая в магните	$48 \cdot 10^6$ джаулей
Время ускорения	1 сек
Частота повторения импульсов тока ускоренных ионов на выходе	30 в минуту
Мощность генератора (полная)	60 000 киловатт
Мощность мотора (полная)	5 000 лошадиных сил
Амплитуда напряжения на ускоряющем промежутке	12 000 вольт
Приращение энергии иона за оборот	6,3 KeV
Интервал изменения частоты генератора	от 0,3 до 10 Мгц
Число периодов ускоряющего поля за время одного оборота иона (кратность q)	6

К. Андреев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, ДАН СССР 43, 316 (1944); ДАН СССР 44, 393, (1944); Journ. Phys. USSR 9, 153 (1945).
2. D. Bohm and L. Foldy, Phys. Rev. 70, 249 (1946).
3. M. L. Oliphant, J. S. Gooden and G. S. Hibe, Proc. Phys. Soc. 59, 666 (1947).
4. M. S. Livingston, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
5. H. Feshbach and L. Schiff, Phys. Rev. 72, 254 (1947).

6. Дж. К. Слегер, УФН 37 (1949), 38 (1949).
7. J. P. Blewett, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
8. G. K. Green, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
9. W. H. Moore and J. P. Blewett, Phys. Rev. 73, 1258 (1948).
10. W. M. Brobeck, Rev. Sci. Instr. 19, 545 (1948).
11. F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir and H. C. Pollock, Journ. Appl. Phys. 18, 810 (1947).
12. N. M. Blachman and E. D. Conrant, Phys. Rev. 74, 140 (1948).
13. K. R. McKenzie, Phys. Rev. 73, 540 (1948); 74, 104 (1948).
14. D. M. Dennison and T. H. Berlin, Phys. Rev. 70, 764 (1946).
15. E. Amaldi and B. Ferretti, Rev. Sci. Instr., 17, 389 (1946).
16. R. Wideroe, Journ. Appl. Phys. 18, 783 (1947).
17. D. W. Kerst and R. Server, Phys. Rev. 60, 53 (1942).

ПРОЗРАЧНЫЙ МЕТАЛЛ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ

Одним из наиболее мощных методов исследования напряжений, возникающих в тех или иных деталях конструкций, является оптический метод, заключающийся в изучении оптической активности подвергнутого воздействию образца. Вследствие непрозрачности металлов такие исследования неизбежно проводятся на моделях из прозрачного материала. Поскольку для моделирования употребляются аморфные материалы (стекло, пластмассы и т. п.), круг вопросов, доступных исследованию этим методом, ограничен задачами, в которых можно пренебрегать структурой

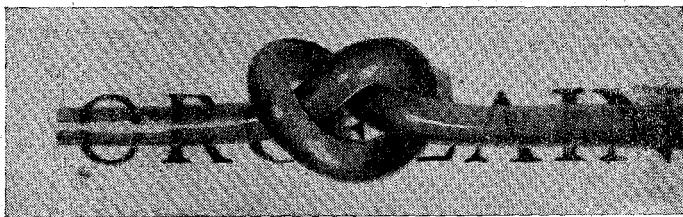


Рис. 1. Пруток из хлористого серебра, связанный
руками в узел.

металла и рассматривать его как изотропное однородное тело. Тем самым из рассмотрения выпадают такие важнейшие явления, как наклеп, усталость, крип, остаточные напряжения, рекристаллизация, а также все вопросы обработки металла как горячей, так и холодной. Поэтому наиболее актуальной задачей, с точки зрения дальнейшего развития метода в направлении непосредственного удовлетворения запросов производства, является задача отыскания прозрачных материалов, обладающих полкристаллической структурой, подобной структуре металлов, и механическими свойствами, близкими к свойствам металлов. Эта задача успешно разрешена в Ленинградском физико-технологическом институте Академии Наук

СССР А. В. Степановым*). Ещё в 1933 г. им было установлено, что галлоидные соли серебра и таллия и различные сплавы на их основе полностью удовлетворяют этим требованиям. С точки зрения микроструктуры и механических свойств эти вещества, типичным представителем которых является хлористое серебро AgCl , полностью имитируют металлы и, будучи прозрачными, с полным правом могут называться «прозрачными металлами».

Согласно исследованиям А. В. Степанова хлористое серебро, кристаллизующееся в кубической системе, образует однородные прозрачные поликристаллические образцы, легко поддающиеся всем видам применяемой к металлам горячей и холодной обработки, включая литьё, штамповку, отжиг, резание и т. д. Так же, как и в случае металлов, варьируя методы обработки, можно видоизменять кристаллическую структуру образца, изготовленного из AgCl , и, тем самым, его механические свойства.

Детальное изучение механических свойств хлористого серебра показало, что при комнатной температуре они аналогичны свойствам меди, ослабленной примерно в десять раз. Соответственно этому внешне оно напоминает свинец — легко гнётся, царапается ногтем и т. п. На рис. 1 приведена фотография отожжённого поликристаллического прутка из хлористого серебра, диаметром 3 мм, связанного руками в узел (при комнатной температуре). Так же, как и металлы, хлористое серебро обладает способностью к упрочнению в результате пластической деформации (наклёп), которое может быть снято путём отжига либо в результате простого снятия напряжения (отдыха), либо в результате рекристаллизации. При комнатной температуре процессы, ведущие к снятию наклёпа, практически отсутствуют — наблюдалось сохранение наклёпа в течение двух лет.

Модуль Юнга прессованного образца в состоянии наклёпа составляет около 4500 кг/мм^2 .

В отсутствии напряжений кристаллы хлористого серебра оптически изотропны. Под действием внешних нагрузок в них возникает двойное лучепреломление, исчезающее по снятию нагрузки. Остаточные внутренние напряжения в образце сопровождаются и остаточным двойным лучепреломлением, исчезающим (вместе с напряжениями) в результате соответствующей термической обработки.

Поскольку хлористое серебро разлагается светом, изделия из него обычно имеют желтоватый или фиолетовый цвет с маслянистым блеском,



Рис. 2. Фотография крупнокристаллического образца под нагрузкой, полученная при скрещенных николях.

*) ЖТФ 19, 205 (1949).

Употребление светофильтров, срезающих актиничную часть спектра, позволяет избежать окрашивания образцов.

То, что хлористое серебро и другие «прозрачные металлы» обладают структурой, механическими свойствами и механизмом перераспределения напряжений под воздействием внешних факторов, качественно подобными тем, которыми обладают металлы, делает их незаменимыми для целей моделирования и открывает перед оптическими методами изучения напряжений в металлах совершенно новые возможности. С их помощью могут исследоваться такие, недоступные ранее, процессы, как взаимодействие между зёрнами, поведение отдельных зёрен и границ между ними, релаксационные процессы, рекристаллизация, отдых, кинетика процессов обработки, таких как ковка, прокатка, отжиг, резание (резцом из «прозрачного металла» большей твёрдости — детали из «прозрачного металла» меньшей твердости), остаточные напряжения и т. д.

В качестве примеров применимости «прозрачного металла» для исследований подобного рода автор приводит ряд результатов проведённого им изучения остаточных напряжений, возникающих в результате прессования, и их изменения во времени, напряжений при растяжении и круговом изгибе поликристаллического образца, а также поведение отдельных зёрен в крупнокристаллическом образце при сжатии и растяжении. В последнем случае им отмечено, что несмотря на однородность заданного внешнего напряжения, напряжения внутри образца меняются от точки к точке и по величине и по направлению, причём не только от зерна к зерну, но и в пределах одного зерна.

На рис. 2 приведена полученная автором фотография (со светофильтром) крупнокристаллического образца под нагрузкой, полученная при скрепённых николях (напряжение 820 г/мм^2 , площадь $8 \times 2 \text{ мм}^2$; оси николей расположены под углом 45° к направлению растяжения). Этот снимок, на котором отчётливо видны границы между зёрнами, даёт представление о напряжённых состояниях отдельных участков образца, определяемых не только внешними силами, но и взаимодействием зёрен (анизотропия упругих констант кристалла). Особенно наглядно эта картина выступает на приведённой в работе цветной фотографии.

Автор указывает, что при малых нагрузках снятие нагрузки ведёт к исчезновению картины. Но если нагрузка превышает некоторую (малую) величину, то наблюдаются остаточные напряжения, локализованные главным образом вдоль границ зёрен и линий сдвигов, если напряжение было достаточно для их образования.

Автор указывает, что необходимы дальнейшее изучение свойств «прозрачных металлов» и разработка законов моделирования и подобия. Нет сомнения, что уже в ближайшем будущем применение «прозрачных металлов» для целей изучения процессов, происходящих в реальных металлах, позволит разрешить ряд конкретных задач, имеющих огромное практическое значение.

Г. Розенберг

ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ СЕРЫ В МЕТЕОРИТАХ И ЗЕМНЫХ ОБЪЕКТАХ

Периодическая система элементов Д. И. Менделеева долгое время основывалась на химических атомных весах. Это оказалось возможным благодаря тому, что атомные веса различных элементов в пределах точности, доступной химическому анализу, оставались практически неизменными, независимо от того, из каких веществ выделялись эти элементы и в каких частях земного шара добывались эти вещества. До открытия изотопии и связи между зарядом ядра и местом атома в периодической

системе постоянство атомных весов казалось естественной необходимостью, а аномалии в расположении некоторых элементов (аргон — калий и др.) оставались необъяснёнными.

Открытие изотопов поставило перед наукой проблему постоянства атомных весов. Систематические исследования изотопного состава элементов с помощью масс-спектрального метода, точность которого немногим превосходит точность химических методов, показали, что если и наблюдаются иногда колебания в процентном содержании изотопов, то они невелики. Подобные исследования были сделаны для изотопов H, B, C, O, Si, Cl, Ar, K, Fe, Ni, Sr, Sb, Pb¹. Вопрос о причинах постоянства изотопного состава элементов имеет очень большой интерес, так как он непосредственно связан с вопросом о происхождении элементов и образовании Земли.

Особый интерес этот вопрос приобрёл тогда, когда наряду с земными объектами стали изучать атомные веса и изотопный состав элементов в метеоритах, приходящих на землю из космического пространства. Тщательными химическими анализами было установлено, что атомные веса земных и метеоритных элементов C, O, Si, Cl, K, Fe, Ni, Cu, Ga одинаковы². Произведённые в последнее время анализы изотопного состава некоторых элементов (C, O, Fe, Cu, Ga) также не обнаружили никакого различия в пределах точности масс-спектрального метода. Однако число работ по сравнению изотопного состава земных и метеоритных элементов, а тем более число исследованных элементов крайне незначительно. Поэтому дальнейшие исследования в этой области являются весьма важными.

Недавно в Институте геохимии и аналитической химии имени В. И. Вернадского А. Трофимовым было выполнено исследование изотопного состава серы в метеоритах и земных объектах³. Определение изотопного состава а земной серы, сделанное Ниром в 1938 г.⁴, показало, что она имеет четыре стабильных изотопа следующего процентного содержания. S^{32} (95,1%), S^{33} (0,74%); S^{34} (4,2%), S^{36} (0,016%). С тех пор никаких исследований изотопного состава серы не производилось.

В работе А. Трофимова были исследованы четыре образца серы, взлечённые из двух каменных (Саратов и Гросслибенталь) и двух железных (Августиновка и Сихотэ-Алинь) метеоритов. Для сравнения были взяты также четыре образца земной серы: вода Гренландского моря; вулканическая элементарная сера, добытая из Ключевской сопки; пирит и реактивная серная кислота. Анализ производился с помощью секторного масс-спектрометра (величина сектора 90°), построенного по типу масс-спектрометров Нира⁵ и Хипла⁶. Концентрация изотопов определялась путём измерения ионных токов с помощью лампового усилителя, предельная чувствительность которого равнялась $\sim 1 \cdot 10^{-15}$ а на 1 мм шкалы зеркального гальванометра. Управление пучком ионов осуществлялось изменением ускоряющего поля, причём в отличие от работы Нира, были определены ошибки от «вольт-эффекта» и введены поправки на него в окончательные результаты. Для проведения анализа из всех образцов были приготовлены пробы сернистого газа SO_2 . При ионизации газа в источнике ионов, производимой электронами с энергией ~ 60 eV, возникают ионы SO_2^+ и, в меньшем количестве, ионы SO^+ и S^+ . Каждый из них образует группу пиков, соответствующих всем возможным комбинациям изотопов серы и кислорода. Однако ионы SO_2^+ , а также и S^+ попадали в область диапазона масс, в которой в приборе после введения газа возникал неустраиваемый фон, резко и нерегулярно искажавший картину распределения изотопов. В области же масс ионов SO^+ , заключённой между 48 ($S^{32}O^{16}$) и 52 ($S^{34}O^{18}$), вакуумный фон отсутствовал даже при продолжительной непрерывной работе прибора, а картина пиков

хорошо воспроизводилась при повторных измерениях. Поэтому определение изотопного состава у всех проб производилось только на ионах SO^+ . Было выполнено две серии независимых измерений, произведённых в разное время. Определение отношения $S^{34}:S^{32}$ было сделано с точностью до 1%, а отношения $S^{33}:S^{32}$ — до 3%. Относительно малораспространённого изотопа S^{36} удалось лишь показать, что порядок его концентрации был одинаков во всех пробах. Усреднённые результаты измерения, составленные с учётом влияния разных изотопов кислорода и поправок на «вольт-эффект», приведены в таблице.

Метеориты	$S^{32}:S^{33}:S^{34}$	Земные объекты	$S^{32}:S^{33}:S^{34}$
Саратов	100 : 0,78 : 4,53	Морская вода	100 : 0,81 : 4,60
Гросслибенталь	100 : 0,79 : 4,56	Вулканическая сера	100 : 0,81 : 4,56
Августиновка	100 : 0,79 : 4,56	Пирит	100 : 0,80 : 4,56
Сихотэ-Алинь	100 : 0,79 : 4,54	Серная кислота	100 : 0,79 : 4,56
Среднее	100 : 0,79 : 4,55	Среднее	100 : 0,80 : 4,57

Из таблицы видно, во-первых, что изотопный состав серы одинаков во всех четырёх метеоритах, и средний изотопный состав земной и метеоритной серы совершенно одинаков, как и у остальных исследованных до сих пор элементов. Во-вторых, оказалось, что отношение, полученное для морской воды, заметно отличается от всех других, указывая на наличие обогащения её тяжёлым изотопом S^{34} . Это обогащение составляет примерно 1%, т. е. находится почти в пределах возможной ошибки измерений, однако оно, повидимому, вполне реально, так как наблюдалось при всех измерениях. Тот факт, что морская вода обогащается именно тяжёлым изотопом, также подтверждает возможность существования какого-то процесса, ответственного за это обогащение. Наконец, так как степень точности описанных измерений в два раза выше, чем у Нира, и, кроме того, число измерений изотопного состава здесь значительно больше, то среднее отношение изотопов серы, вычисленное на основе всех данных таблицы и равное $S^{32}:S^{33}:S^{34} = 100:0,80:4,56$, является более точным, чем данное Ниром и входящее во все таблицы изотопов значение 100:0,78:4,4.

В. Л.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. В. Астон, Масс-спектры и изотопы, ИЛ (1948).
2. C. Baxter and F. Hilton, Journ. Am. Chem. Soc. 115, 694 (1923).
3. А. Трофимов, ДАН СССР, LXVI, № 2, 181 (1949).
4. A. Nier, Rhys. Rev. 53, 282 (1938).
5. A. Nier, Rev. Sc. Instr. 11, 212 (1940).
6. J. Hipple, Journ. Appl. Phys. 13, 551 (1942).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКХРОНИКА**РАСШИРЕННОЕ СОВЕЩАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ КОМИССИИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

С 26 февраля по 1 марта 1949 г. в Москве происходило расширенное совещание акустиков, созванное Акустической комиссией при Отделении физико-математических наук Академии Наук СССР. Цель совещания была осветить пути развития советской акустики как в прошлом, так и на будущее время.

В совещании принимало участие 138 человек, представлявших 56 научных институтов и различных организаций. Совещание с большим интересом и исключительной активностью заслушало и обсудило доклады советских акустиков по различным разделам акустики, как-то: ультраакустика, электроакустика, архитектурная и строительная акустика, звукофикация, акустика киносъёмки и кинопоказа, акустические измерения. Всего было прочтено 17 обзорных докладов и сделано по ним 10 сообщений.

Было констатировано, что после Великой Октябрьской революции в области акустики создано громадное количество теоретических и экспериментальных работ, целеустремлённых на непосредственные нужды социалистической экономики, культуры и обороны нашей родины.

Важнейшие отрасли акустики: ультраакустическая дефектоскопия, звуковая кинематография, акустика и звукофикация больших зал, акустика движущихся сред, физические исследования музыкальных инструментов, теория разборчивости речи, оптика звуковых лучей и др. обязаны советским учёным своим зарождением и расцветом.

В результате самоотверженного труда советских учёных и специалистов как в довоенные годы, так и особенно в годы Великой Отечественной войны, отечественная акустика заняла одну из самых передовых позиций мировой науки и во многих отраслях имеет приоритет и главенствующую роль как в отношении метода решения проблем, так и полученных практических результатов.

На совещании установлен целый ряд фактов, показывающих, что приоритет русской и советской физики в различных областях акустики упорно замалчивается в зарубежной печати.

Открывая совещание, член-корреспондент Академии Наук СССР Н. Н. Андреев отметил, что источником успехов советской акустики является беспримерный в истории размах народнохозяйственных работ Великих Сталинских пятилеток. Так, развитие советской архитектурной акустики было обусловлено созданием таких беспрецедентных по своим масштабам сооружений, как Московский дом центрального радиовещания, Центральный дом звукозаписи, Дворец Советов, выдвинувших перед акустикой ряд практических и теоретических задач, решение которых

не могло быть почерпнуто из готового отечественного и зарубежного опыта. Он подчеркнул органическую связь научных исследований, выполненных советскими акустиками, с русской физической наукой, всегда отличавшейся широтой охвата изучаемых явлений, глубоким физическим пониманием происходящих процессов и оригинальностью. Н. Н. Андреев указал, что на совещании не могли быть заслушаны обзоры по всем отраслям акустики и что в дальнейшем предполагается издание трудов Акустической комиссии, куда наряду с заслушанными обзорами и сообщениями войдут также и те, которые будут дополнительно присланы в Акустическую комиссию по вопросам развития советской акустики.

На первом заседании совещания был заслушан большой доклад С. Я. Соколова о развитии советской ультразвуковой дефектоскопии.

Дефектоскоп был впервые предложен докладчиком в 1927 г. в Советском Союзе. До 1934 г. применялся метод просвечивания листовой стали стационарным звуком. Помехи из-за многократных отражений от границ листа и жидкой среды побудили в 1935 г. перейти на просвечивание отдельными импульсами, с промежутками, достаточными для затухания отражений. В 1940 г. уже были разработаны импульсные аппараты с большой разрешающей силой, получившие широкое применение. Использование достижений радиолокации в области импульсной техники позволило, начиная с 1942 г., укоротить импульс до 2 микросекунд и получить прибор, хотя и сложный по конструкции, но отличающийся большой эффективностью и простотой обращения. Докладчик отметил, что дальнейшее усовершенствование должно идти по пути укорочения импульса до $\frac{1}{2}$ — $\frac{1}{4}$ микросекунды и увеличения несущей частоты (в настоящее время 5 мегагерц). Принципиально новым методом дефектоскопии является получение звуковых изображений, аналогично тому, как это делается в обычном микрокопе. В связи с этим проводятся исследования звукопроводности кристаллов и металлов на частотах порядка 10^8 — 10^9 герц. Обнаружено, что затухание звука в металлах связано главным образом с микронеоднородностью, что, в частности, объясняет наблюдаемую хорошую проводимость звука однородными кристаллами. Замечена анизотропность проводимости ультразвука кварцем, причём в направлении оптической оси проводимость в сотни раз больше. Осуществлён макет акустического микроскопа, в котором приёмником служит кварцевая пластина, являющаяся дном катодной трубки. При помощи электронного луча, обтекающего внутри трубки поверхность кварцевой пластины, оказывается возможным получить, применяя телевизионную аппаратуру, на приёмной катодной трубке контур, соответствующий конфигурации ультразвукового поля. Таким способом на частоте 10 мегагерц получено изображение петли, сделанной из проволоки толщиной 0,35 мм, расположенной у кварцевой пластины. Дефектоскопические методы наблюдения могут найти применение при измерении температур, скорости протекания химических реакций, изучении неоднородностей жидкостей и т. д.

В докладе «Развитие работ по звукофокусирующим системам» Л. Д. Розенберг отметил приоритет русских учёных в этой области. Первая обстоятельная качественная работа по звуковой линзе была сделана и доложена, одновременно с демонстрацией линзы, на заседании Русского физического общества в 1889 г. физиком Н. А. Гезехусом. Мелкие эбонитовые стружки, заполняющие металлическую сферическую сетку, образовывали пористую среду, скорость звука в которой была меньше, чем в воздухе. Источником звука служил птичий манок, индикатором — чувствительное пламя.

Первое в мире экспериментальное исследование тонкой структуры дифракционного звукового пятна было выполнено К. А. Леонтьевым

(1925 г.) с объективным приёмником — электромагнитным телефоном больших размеров, работавшим на галеновом детекторе. Им изучено распределение звукового давления в фокальной пятне параболического зеркала, причём обнаружены первый и второй максимумы звукового пятна. Л. Я. Гутин, исходя из общей формулы Грина, дал выражения для коэффициента усиления и распределения по оси и характеристики направленности параболического зеркала. Докладчиком получены упрощённые формулы для параболоидов с углами раскрытия больше 90° . Г. Д. Малюжинец решил задачу о дифракции звука на зональной пластине, получив простые выражения, пригодные для расчёта. Экспериментальные исследования фокусирования параболических зеркал и зональных пластин, выполненные в Акустической лаборатории ФИАН (А. А. Карпачёва, Б. Д. Тартаковский и докладчик), дали хорошее совпадение распределения звукового давления в фокусе с теорией.

Докладчик рассчитал прозрачность звуковых линз, учитывая различие фазовых сдвигов отражений от границ по толщине линзы, и показал, что требования преломления и прозрачности однозначно определяются выбором модуля упругости и плотности материала линзы. Построена удобная номограмма для расчёта. Расчёт абберации вогнутых собирательных линз показал, что их сферические абберации на порядок меньше, чем у выпуклых линз с тем же фокусным расстоянием и радиусом кривизны (Б. Д. Тартаковский). Расчёт звукового поля в фокусе вогнутого излучателя с учётом затухания в среде дал хорошее совпадение с опытными данными (А. И. Губанов).

И. Е. Горон доложил об опыте восстановления записей речей В. И. Ленина, выполненных единственным в то время (1919—1920 гг.) технически несовершенным акустическим способом. Неудовлетворительные характеристики акустического метода записи (сильные линейные и нелинейные искажения и высокие уровни шумов), а также ухудшение матриц из-за массовых тиражей, обусловили необходимость реставрации записей и улучшения матриц. Для понижения уровня шума записей сначала производилась граверная обработка звуковой канавки. Затем была сделана перезапись с применением шумоподавителя, полоса пропускания которого управлялась уровнем сигнала. Для восстановления естественного тембра речи Владимира Ильича была восстановлена сперва частотная характеристика акустического рекордера (для этого сравнивались полученные путём статистического октавного анализа частотная характеристика записи и частотная характеристика голоса речи той же высоты, что и голос В. И. Ленина), после чего речь была перезаписана с частотной коррекцией, исправлявшей недостатки частотной характеристики первоначального акустического метода записи, а также искажения, возникшие в технологических процессах изготовления матриц. Варьируя результирующую частотную характеристику в небольших пределах около полученного значения и учитывая качественную оценку людей, помнящих голос В. И. Ленина, удалось получить окончательные варианты записей, дающих наибольшее приближение к голосу В. И. Ленина. Продолжается работа над дальнейшим улучшением записи речи В. И. Ленина, в частности, над устранением нелинейных искажений. Исправление записи речи В. И. Ленина, продемонстрированное участникам совещания, получило высокую оценку.

В докладе «Физические исследования звуков русской речи» Л. Л. Мясников указал, что России принадлежит приоритет исследования звуков речи, впервые проведенного в связи с конкурсом, объявленным Петербургской Академией Наук в 1779 г. на исследование гласных букв речи и искусственного создания этих звуков.

Первые подробные исследования звуков русской речи (певческого голоса) проводились В. С. Казанским и С. Н. Ржевским, использовавшими

акустический осциллограф, разработанный ранее В. С. Казанским по типу механического осциллографа П. Н. Лебедева. Позднейшие работы по разработке электроакустических измерений подготовили базу для работ по изучению звуков русской речи (Н. Н. Андреев, А. И. Белов, И. Г. Русаков, Л. С. Фрейман, М. И. Родман, И. Т. Соколов, Р. Л. Волков, Я. М. Гуревич и др.).

Однако значение этой проблемы не было тогда достаточно осознано, хотя и подчёркивалось С. Н. Ржевским (книга «Слух и речь в свете современных физических исследований»).

В 1946 г. в связи с разработкой метода уплотнения каналов связи посредством преобразования телефонных частот исследованы гласные русской речи, сделан синтез гласных и сопоставлены фонограммы естественной и искусственной речи с хорошим совпадением (М. Я. Каллер). Первые исследования русской речи были проведены в ИРПА в 1937—1941 гг. Сюда относятся работы по анализу русских гласных и согласных и по синтезу звуков речи. В 1937 г. докладчиком был впервые разработан метод объективного автоматического распознавания звуков речи. За границей аналогичные разработки появились только через 7—8 лет; к этой проблеме относятся и опубликованный недавно в США метод «видимой речи». Докладчик подчеркнул настоятельную необходимость проведения всестороннего физического исследования звуков русской речи, а также звуков речи других народов СССР.

В сообщении «Отечественные работы по теории разборчивости речи» Ю. С. Быков отметил работы С. И. Тетельбаума и его сотрудников по повышению разборчивости речи, принимаемой в шуме. Подобные методы оказались весьма эффективными и в настоящее время они широко используются в технике связи. Плодотворную работу провели Л. А. Варшавский, А. Г. Эльсниц, В. Н. Федорович и др. по развитию методов расчёта разборчивости речи при наличии шума и Л. Л. Мясников по разработке качественной аппаратуры для связи при наличии высоких уровней шума. Работы Г. С. Сидорова были посвящены исследованию влияния амплитудного ограничения на разборчивость речи и некоторым смежным вопросам; результаты работы успешно использованы при проектировании линий связи. Им же была проведена работа по приспособлению имеющихся артикуляционных таблиц для русской речи.

Во время Великой Отечественной войны усилия советских учёных и инженеров были направлены на скорейшее практическое решение задач по улучшению качества связи (В. Н. Федорович, И. М. Литвак, М. Я. Гольдин, А. К. Лидих, М. А. Сапожков, Я. Т. Косянчук, В. П. Ильинский, О. В. Белавин, С. И. Попов и др.).

За последние годы работы по теории разборчивости речи получили особенно большое развитие. В 1944 г. И. Г. Мамонкин провёл приближённое определение постоянных русской речи и предложил метод расчёта разборчивости речи для плоских аудиограмм шума. В 1945 г. Ю. С. Быков ввёл понятие оптимальных характеристик линии связи и разработал методику расчёта разборчивости речи в любых линиях связи для аудиограмм произвольной формы. В 1946 г. он же разработал общую теорию разборчивости речи с учётом электрических и акустических помех и нелинейных искажений. На основе практической реализации этой работы удалось резко повысить качество связи в весьма важных линиях.

Докладчик убедительно показал, что работы советских учёных по ряду важнейших разделов теории разборчивости речи (работы С. И. Тетельбаума, Л. Л. Мясникова, Ю. С. Быкова) опередили достижения зарубежных учёных.

В докладе «Развитие музыкальной акустики в СССР» А. В. Римский-Корсаков рассматривал развитие исследований музыкаль-

ных инструментов, не касаясь вопросов теории музыки, относящейся в основном к области искусства.

Производство музыкальных инструментов развилось в СССР лишь после Великой Октябрьской революции, хотя и до революции в России были известные музыкальные мастера, например скрипичный мастер Леман, мастер народных инструментов Налимов, мировой известности мастер И. Батов и др.

Организованный в развитие работ Н. Н. Андреева НИИ музыкальной промышленности занял в 1936—1937 гг. ведущую роль в исследовании физики музыкальных инструментов, их конструировании и технологии изготовления. Н. Н. Андреев установил связь между модулем упругости, плотностью и затуханием дерева с его пригодностью для деки. Оказалось, что к. п. д. деки зависит от отношения модуля упругости к кубу плотности материала, из которого она изготавливается, что и обуславливает выгоду применения ели для дек. Н. И. Миронов и Н. П. Куликов подробным исследованием лесных районов СССР установили наличие нужных пород и видов деревьев для производства музыкальных инструментов и освободили отечественную промышленность от необходимости ввозить сырьё из-за границы. Они же исследовали порядок заготовки дерева для дек музыкальных инструментов и нашли возможным путём предварительной сортировки брёвен увеличить процент выхода полезной древесины в несколько раз. Б. П. Константинов создал теорию автоколебания язычка в воздушном потоке, показав, что самовозбуждение колебаний возможно благодаря модуляции объёмной скорости потока под действием колебаний язычка и реактивного давления со стороны потока на язычок. На основе этой теории можно дать качественную и до некоторой степени количественную характеристику автоколебательного процесса в медных и деревянных духовых инструментах и гармониях. Он же исследовал и предложил расчёт строя медных духовых инструментов, на основе которого возможно их рациональное конструирование. Г. А. Остроумов провёл исследования распространения волны по деке клавишного инструмента и дал упрощённые методы оценки акустических параметров щипковых инструментов. А. В. Римский-Корсаков исследовал возбуждение струн ударом молотка клавишного механизма и дал технический расчёт струн клавишного инструмента и теорию излучения деки клавишного инструмента и разработал методику и аппаратуру для оценки тембровых качеств щипковых инструментов. А. И. Белов экспериментально исследовал свойства дек клавишных инструментов и механизм передачи колебаний струнами деке. Для целей музыкальной акустики был создан ряд измерительных методов и приборов: струнное реле Б. П. Константинова, метод снятия частотных характеристик при ударном возбуждении А. В. Римского-Корсакова; прибор для испытания граммофонных мембран А. А. Харкевича и др.

Докладчик показал, что СССР является родиной практической электромозыки и первых электромузыкальных инструментов. Работы Л. С. Термена в Ленинградском физико-техническом институте и последующие работы (Л. С. Термен, А. С. Ананьев, В. А. Гуров, А. А. Володин, В. Л. Крейцер, А. В. Римский-Корсаков, А. А. Иванов, И. Д. Симонов) над одноголосыми электромузыкальными инструментами привели к созданию весьма совершенных моделей: эмиритон 7-бис, инструмент, в котором получен стабильный и надёжный строй и ряд интересных музыкальных тембров, а также инструмент В-7.

А. А. Володин в своём сообщении коснулся вопросов конструирования электромузыкальных инструментов, остановившись подробно на электромузыкальном инструменте В-8. Этот инструмент позволяет получать звучание двух голосов, что делает возможным полноценное исполнение всей скрипичной литературы и облегчает

использование таких инструментов в крупных ансамблях. Помимо обычного генератора с пилообразной формой волны применён делитель частоты, дающий нечётный унтертонный ряд гармоник. Этот принцип позволил получить хорошую основу для кларнетной группы и осуществить октавное транспонирование строя инструмента без изменения настройки основного генератора. Докладчик также коснулся некоторых вопросов природы музыкального звука, влияния низкочастотных составляющих на восприятие воспроизведения музыки и т. д.

В заключение артист И. М. Варович исполнил на инструменте В-8 «Ноктюрн» Шопена и в кларнетном тембре «Полет шмеля» Римского-Корсакова. Качество звучания инструмента получило хорошую оценку аудитории.

Значительное место в работе совещания заняло рассмотрение докладов и сообщений, касающихся теории расчёта, конструирования и измерений электроакустической аппаратуры. В этой важной области современной акустики советские учёные создали и развили основные методы теоретического анализа и расчёта аппаратуры, предложили и разработали ряд оригинальных конструкций приборов и способов измерения.

В докладе «Теория электромеханического преобразования» В. В. Фурдуев отметил исследования А. А. Харкевича (книги «Акустическая аппаратура» 1933 г. и «Примеры технических расчётов в области акустики» 1938 г.); работы Л. Я. Гутина по теории электродинамического микрофона (1936 г.), книгу «Электроакустика» Г. А. Остроумова (1936 г.) и исследования В. С. Григорьева по теории конусных электродинамических говорителей, подчеркнув, что стремление к систематизации и получению общих закономерностей позволило советским учёным создать теоретическую дисциплину — аналитическую электроакустику. В СССР была разработана единообразная методика построения электромеханических аналогов (А. И. Белов, А. А. Харкевич, Л. А. Варшавский и В. Н. Федорович, Г. А. Гамбурцев). Теория электромеханических преобразователей развивалась в двух направлениях: 1) рассмотрение электроакустического прибора как обобщённого электромеханического четырёхполюсника, базирующееся на соотношениях взаимности (А. А. Харкевич «Теория преобразователей» 1946—1948 гг.), и 2) применение методов аналитической динамики к рассмотрению электромеханических систем. Первую попытку расширенного применения второй концепции сделал Н. Н. Андреев (Физический словарь, 1936 г.), показавший условия, при которых обычная симметричная взаимность подменяется несколько своеобразной формой антисимметричных взаимностей.

Докладчик отметил плодотворность применения методов аналитической динамики в теории электрических машин (теория параметрических преобразователей акад. Мандельштама и акад. Папалекси, опубликованная посмертно в 1947 г.), в теории сложных электродинамических громкоговорителей (диссертация Ф. А. Постниковой) и др. Общее обоснование электродинамического применения теорий Лагранжа и границы её применения даны докладчиком (диссертация 1946 г.). На основе этого получена общая теория электромеханической связи линейных и нелинейных систем (книга «Теоремы взаимности» 1948 г.). Сочетание обоих методов — вычисление коэффициентов четырёхполюсника на основе электродинамического уравнения Лагранжа с последующим составлением уравнений электромеханического четырёхполюсника, открывает новые возможности расчёта электромеханических преобразователей (теория электромагнитного рекордера Г. Н. Сталь).

В. В. Фурдуев указал, что расчёт пьезоэлектрических и магнотрипционных преобразователей, предложенный Н. Н. Андреевым в 1928 г. и далее развивавшийся А. А. Харкевичем, И. Г. Русаковым и Л. Я. Гутиным, пока остаётся в стороне от общих перечисленных представлений общей теории электромеханических преобразователей.

Докладчик констатировал, что в появившихся за последнее время в Америке работах по применению электромеханической обратной связи замалчивается первое и единственное исследование общей теории отрицательной электромеханической связи, выполненное В. С. Григорьевым и автором в 1940 г.

М. И. Карновский рассмотрел основные работы в области направленных свойств излучателей и приёмников.

Помимо общеизвестных критериев оценки направленности был введён оказавшийся весьма плодотворным новый критерий — коэффициент концентрации (Ю. М. Сухаревский).

Оценка направленности зависимостью от угла максимального абсолютного мгновенного значения потенциала (А. А. Харкевич) позволила обобщить понятие направленности и на нестационарные процессы. Понятие «стабильности» характеристик направленности (М. И. Карновский) дало возможность оценить работу направленных систем в диапазоне частот.

Тщательные экспериментальные исследования характеристик направленности рупорных громкоговорителей показали их связь с параметрами рупора и дали возможность конструирования экспоненциального рупора с частотно независимой характеристикой направленности (Ю. М. Сухаревский).

Исследование направленных свойств сферических и эллиптических излучателей (М. И. Карновский) показало, что при определённом распределении радиальной скорости на сфере возможно получить подобное (в некоторых случаях — точно, а в некоторых случаях — приближённо) распределение потенциала на любом расстоянии от сферы, что даёт возможность создать практически постоянную характеристику направленности в довольно широком диапазоне частот. Для эллиптического излучателя (и плоского) такое подобие не получается.

С. А. Маков показал возможность получения высокой, практически частотно независимой, направленности малогабаритных систем, используя принцип умножения характеристик направленности дипольных излучателей и принцип разности характеристик направленности малонаправленных систем.

Докладчик отметил, что в работе Олсона, опубликованной в журнале Американского акустического общества за 1946 г., излагается система, предложенная С. А. Маковым в 1940 г., причём автор (С. А. Маков) не упоминается, хотя его работа была напечатана в таком распространённом журнале, как Доклады АН СССР.

Исключительный теоретический и практический интерес представляет исследование звукового поля поршневых излучателей (в том числе и характеристики направленности): осциллирующего поршня и полупоршня, произведённое Л. Я. Гутиным в 1937 г. Л. Л. Мясников рассмотрел работу осциллирующего поршня в конечном экране и нашёл, что при малых размерах экрана по сравнению с длиной волны направленность в основном определяется размерами экрана. Направленность систем с возбуждением, убывающим к краям, рассмотрена М. А. Сапожковым, показавшим, что при соответствующем распределении интенсивности возбуждения можно получить высоконаправленные системы с малыми боковыми лепестками.

Л. А. Варшавский сообщил способы расчёта многорезонансных электроакустических систем, отметив, что высокая чувствительность этих систем обусловила их применение в проводной связи. Расчёту этих систем, обеспечивающему равномерную частотную характеристику в определённом диапазоне частот, был посвящён ряд работ, построенные системы телефона по принципу фильтра (А. И. Данилевский ВЭИ), введение в систему телефона дополнительной акустической массы

и активного сопротивления, обеспечивающих сглаживание резонансных пиков при сохранении достаточно высокой чувствительности (И. М. Литвак, завод «Красная Заря»), расчёт трёхрезонансной колебательной системы угольных микрофонов (В. Н. Федорович, «Красная Заря»).

Докладчик обрисовал схему проектирования колебательных систем, основным моментом которого является такой выбор аналитического выражения частотной характеристики, при котором она удовлетворяет предъявленным к её форме требованиям и в то же время обеспечивает физическую осуществимость системы. В случае чисто реактивной системы форма частотной характеристики такой системы, рассматриваемой как четырёхполюсник, целиком зависит от взаимного расположения частот резонансов и точек зашоривания, причём общий метод решения задачи расположения резонансных частот, необходимого для получения определённых форм частотных характеристик, дан русской математической школой (П. Л. Чебышев, Е. И. Золоторёв и др.). Представляя входное (или выходное) сопротивление системы в виде непрерывной дроби, выражающей отношение коэффициентов четырёхполюсника, можно по элементам дроби определить величины элементов схемы; при этом сохраняется возможность варьировать ход расчёта таким образом, чтобы получить выбранную по конструктивным соображениям схему. С этой точки зрения существенной задачей (частично решённой) является определение пределов, в которых могут лежать величины элементов при заданном расположении резонансных частот.

В докладе «Акустическая аппаратура» В. К. Иофе описал историю развития электроакустической аппаратуры (микрофоны и говорители) в СССР, разделив её на три этапа: 1924—1930 гг., 1930—1941 гг. и послевоенный. Первый период характеризуется необходимостью удовлетворения потребностей возникшего радиовещания при невысоком ещё уровне производства электроакустической аппаратуры и небольшом объёме исследовательской работы. Второй период связан с интенсивным ростом производства всех видов электроакустической аппаратуры, обеспечившего нужды страны отечественной аппаратурой, и большой научно-исследовательской работой, давшей особенно большие результаты в деле расчёта аппаратуры. Послевоенный период характеризуется быстрым ростом производства разнообразной высококачественной аппаратуры; исследовательская работа направлена в основном к повышению качества звучания. Среди многочисленных ссылок на отдельные научные работы в области электроакустической аппаратуры докладчик назвал первые работы по конденсаторным микрофонам (Яковлев и Шапошников, 1926—1927 гг.), исследование электромагнитного говорителя (А. А. Харкевич, 1928 г.), работы, выполненные в Акустическом отделе ЦРЛ, Акустической лаборатории ВЭИ, позже в НИКФИ и ЦНИИС в 1930—1941 гг., в результате которых были разработаны конденсаторные, ленточный и динамический микрофоны и динамические громкоговорители.

Создание теории конденсаторного микрофона (Р. Л. Волков, 1935 г.), методики расчёта электродинамических микрофонов и пьезоэлектрической аппаратуры (Л. Я. Гутин, 1936, 1941 гг.), методики расчёта ленточного микрофона (А. А. Харкевич, 1933, 1937 гг.), классификации микрофонов и методики расчёта односторонне направленных микрофонов, предельной чувствительности микрофонов (В. К. Иофе, 1938 г.), теории градиентного микрофона высшего порядка (С. А. Маков) намного определили зарубежные работы в области микрофонов.

Вопросам теории и конструирования громкоговорителей были посвящены работы А. А. Харкевича, Ю. М. Сухаревского, В. Е. Пантелеева, Р. Л. Волкова, Л. Д. Розенберга, В. В. Фурдуева, В. С. Григорьева, П. Е. Шифмана, А. Т. Прохорова, А. И. Индяна, Б. И. Можжевелова, К. А. Ламагина, С. А. Макова, Ф. Н. Троцевича и многих других.

Из послевоенных работ докладчик отметил разработку диффузорных говорителей, динамического и ленточного микрофонов в ИРПА, пьезоэлектрических громкоговорителей и микрофонов в ЦНИИС (П. В. Ананьев), исследование к. п. д. громкоговорителей (Ф. Н. Трощевич) и разработку малогабаритных рупорных громкоговорителей в ЛИКИ (М. М. Свядош).

Совещанию была продемонстрирована двухканальная звуковоспроизводящая установка с высокими качественными показателями, разработанная в НИКФИ (А. А. Хрущёв, И. М. Болотников, А. С. Матвеев, В. В. Фурдуев и др.).

В своём вступительном слове руководитель работы А. А. Хрущёв сообщил, что техника звуковоспроизведения кинофильмов, развиваясь в нашей стране независимо от иностранной техники, вылилась в большую отрасль техники. Вновь разработанная система отличается отдельным воспроизведением области высоких и низких частот, — двумя самостоятельными каналами от входа усилительного тракта и до воздуха, а также созданием необходимых запасов пиковой мощности (до 100 в) при весьма малых линейных и нелинейных искажениях в области от 40 до 10 000 гц. Новая аппаратура превосходит лучшие американские образцы. Она предназначена для высококачественного воспроизведения звука в больших кинотеатрах и аудиториях.

Совещанием с удовлетворением отмечено высокое качество звучания разработанной системы при различном воспроизводимом материале (речь, пение, симфонический и духовой оркестры).

За создание новой системы воспроизведения звука, обеспечившей высокое качество звучания при демонстрации кинофильмов, авторы работы удостоены Сталинской премии.

И. Г. Русаков осветил значение работ русских учёных в развитии методов акустических измерений. В России были сделаны классические исследования Н. А. Умова, введшего вектор потока энергии (впоследствии названный его именем) и таким образом определившего понятия силы звука и потока акустической энергии. П. Н. Лебедев применил диск Рейли для измерения силы звука вскоре после его появления в конце XIX века. В. Д. Зернов, имя которого в мировой литературе связано с абсолютным измерением силы звука, показал (1908 г.) пригодность диска Рейли для абсолютных измерений и определил точность этих измерений (1%). В. Я. Альтберг работал с давящим прибором, в котором для измерения силы звука используется нелинейное квадратичное давление радиации. Докладчик отметил работы по измерениям, выполненные советскими учёными. Тщательное исследование применимости диска Рейли для градуировки измерительных приборов было проведено Ю. Н. Егоровым (1939 г.) Л. С. Фрейман и докладчик (1931 г. испытали работу диска Рейли при импульсном звуке и показали его применимость для этой цели. Измерения смещений по методу песчинки и модификации этого метода были предложены и испытаны Н. Н. Андреевым (1927 г.). Абсолютные измерения звуковых колебаний в воде с применением радиометров проводил И. Т. Соколов. Разработку измерительного микрофона и акустического зонда провёл в 1935 г. на заводе «Красная Заря» Л. А. Варшавский; ныне ведётся разработка измерительных микрофонов: динамического — в ИРПА (В. К. Иофе) и пьезоэлектрического — в ЦНИИС (П. В. Ананьев). Среди многочисленных методов градуировки микрофонов докладчик остановился на мало освещённой в литературе методике градуировки капсулы микрофона, разработанной Н. Д. Спиридоновым (с подачей давления от трубки Пито, что позволило освободиться от влияния присутствия наблюдателя), и на абсолютной калибровке по методу взаимности; докладчик отметил, что эти калибровки основаны на теоретических соотношениях взаимности, сформулированных Н. Н. Андреевым ещё в 1935—1936 гг.

Советскими акустиками был создан ряд приборов, автоматизирующих измерения, например, анализатор М. И. Родмана и др. Измерения в области физиологической акустики позволили определить единицу натуральной громкости (С. Н. Ржевкин и А. В. Рабинович). Докладчик вкратце остановился также на работах по акустическим измерениям А. И. Белова, М. И. Родмана, Л. Л. Мясникова, Б. П. Константинова и многих других.

М. В. Казанцева рассказала о работе по абсолютной градуировке микрофонов методом взаимности, проведённой в Акустической лаборатории ФИАН. Разработан способ градуировки по давлению методом взаимности в трубе, имеющий преимущества по сравнению с известным ранее методом градуировки в камере, малой по сравнению с длиной волны (точность, отсутствие влияния приключённых к камере или трубе сопротивлений, возможность достижения более высоких частот; предельная частота в трубе соответствует $\lambda = \frac{d}{2}$, в камере — $\lambda = \frac{d}{4}$). Результат градуировки пьезоэлектрического микрофона получен с вероятной погрешностью 0,4% (0,05 дб).

В сообщении А. А. Ямпольского о применении теоремы взаимности к абсолютной градуировке электроакустических преобразователей были изложены результаты работы ИРПА за 1947—1948 гг. Отметив, что теоретическая часть работы содержит прямое доказательство теоремы взаимности и выводы соотношений градуировки в свободном поле с учётом обратного влияния преобразователей друг на друга, а также для различных режимов работы труб (часть которых уже известна), А. А. Ямпольский остановился на результатах экспериментальных исследований, имевших целью создать практически удобный, общедоступный метод абсолютной калибровки. Для исследования был взят не точечный, а обычный микрофон и преобразователи с размерами от 1,8 см до 30 см: Экспериментальное сравнение этих преобразователей в камере, а также в трубе, показало, что точность градуировки составляет десятки доли децибелла. Оказалось, что результаты градуировки не зависят от расстояния между приёмником и излучателем, если оно не слишком мало. Показана возможность градуировки в незаглушённом обычном лабораторном помещении при условии, что расстояние от электроакустических преобразователей до ближайшей отражающей поверхности в 10—15 раз больше расстояния между ними (неравномерность поля из-за отражений не сказывается). Точность метода на средних частотах 0,6 дб, на низких 1,5 дб.

В большом докладе «Развитие советского звукового кино» П. Г. Тагер, приведя интересный фактический материал, показал крупную роль русских учёных и изобретателей в создании фотографического метода записи и воспроизведения звука, единственного, имеющего значение для кинематографии. Он отметил следующие важнейшие изобретения: фотографическую запись звуков (А. Вискземский, 1889 г.), фотоэлектрический метод воспроизведения фонограммы (И. Поляков, 1910 г.), способ записи и воспроизведения звуков (Я. Гизе, 1912 г.), ещё один способ записи звуков (В. И. Коваленков, 1922 г.). П. Г. Тагер напомнил, что первую запись звука на плёнку в России сделал С. Я. Лифшиц ещё в 1910 г.

Докладчик подчеркнул огромное значение для звукового кино исследований А. Г. Столетова в области фотоэлектрического эффекта (1888 г.), который создал первый в мире фотоэлемент и разработал схему включения фотоэлемента, по существу тождественную современной, и изобретения радио А. С. Поповым, без дальнейшего развития которого современное звуковое кино было бы невозможным.

В 1926 г. в Москве под руководством автора начала работать группа, которой удалось создать оригинальную систему звукового кино, использовав для модуляции света безинерционное явление двойного лучепреломления в диэлектриках, находящихся в электрическом поле, и звукозапись в виде интенсивной фонограммы.

В 1927 г. в Ленинграде начались работы под руководством А. Ф. Шорида, которые привели к созданию другой оригинальной системы, с применением в качестве модулятора света однопитного осциллографа и звукозаписи в виде поперечной фонограммы. В 1929 г. В. Д. Охотников, А. Г. Машкович и др. построили звукозаписывающий аппарат ещё на одном принципе.

Из последующих работ докладчик привёл разработку бесшумной фонограммы (Н. Д. Смирнов), установление режима фотохимической обработки фонограммы (С. С. Шушарин), работы по многозубчиковой записи (А. И. Парфентьев), исследование зеркального гальванометра (В. А. Бургов и А. М. Мелик-Степачьян), разработку двухзвонных усилителей и громкоговорителей (А. А. Хрущёв и др.) и ещё ряд работ.

Основными научно-техническими проблемами в данное время являются: создание фонограммы для цветного кино, стереофоническое звукопроизведение, а также исследования в области новых модуляторов света.

С большим интересом был заслушан доклад И. Е. Горона «Отечественные конструкции аппаратов для магнитной звукозаписи».

Первый аппарат для магнитной звукозаписи на проволоке разработал в 1930 г. в ВЭИ В. К. Виторский. В 1938 г. был сделан ревербератор на принципе магнитной записи (В. С. Казанский). В 1940 г. разработан репетиционный аппарат, в котором лента свёрнута в непрерывный моток (И. С. Рабинович). В 1944 г. выпущена серия строчных аппаратов, у которых запись производится строчками с расстоянием между ними 0,5—0,6 мм поперёк ленты шириной в 35 мм. В 1944 г. начата разработка строчного аппарата на ленте 200 мм, что позволяет иметь запись на лентах (И. С. Рабинович, А. Ф. Малютин, Б. П. Матвеевко, Г. И. Келлер и С. С. Мыльников). В 1943 г. в НИИ звукозаписи (И. Е. Горон, А. А. Вроблевский, Г. Б. Кетов, В. И. Пархоменко, Д. И. Порто, А. Е. Смирнов, Э. Я. Дисцин) началась разработка серии аппаратов, работающих на ферромагнитной плёнке шириной 6,5 мм. Первый из них, аппарат типа МАГ, работал на скорости 456 мм в минуту. В 1946 г. был разработан аппарат с той же кинематической схемой, с ультразвуковым смещением (тип МАГ-2). Эти аппараты выпускались на двух заводах. Недостаток перемотки аппаратов МАГ-1 и МАГ-2 устранён в корреспондентском аппарате МАГ-3. МАГ-4 отличается особой простотой конструкции — отсутствием кассет. Скорость 456 мм в минуту, длительность записи — 20 минут. Динамический диапазон 30 дб. Конструкция МАГ-6 позволяет быстро сменить кассеты и ускоренно работать на прямом ходе и перемотке.

Докладчик отметил, что основные вопросы магнитной звукозаписи, вопросы электроакустического устройства и магнитной системы не вызывают теперь особых затруднений. Наибольшие затруднения вызывает конструкция приводного механизма. За рубежом принято, помимо основного звукового мотора, устанавливать дополнительные моторы для регулировки натяжения и ускорений перемотки. Однако, несмотря на сложность конструкции в трёхмоторных аппаратах, регулировка натяжения ленты недостаточно удовлетворительна. Поэтому серия аппаратов типа МАГ, предназначенная для массового применения — одномотовая.

Докладчик напомнил, что в мае 1947 г. на юбилейной сессии Общества им. Попова была произведена демонстрация трехканальной стереофоно-

ческой записи, для которой применялась 3-моторная схема с трёхдорожечной головкой. Только спустя год, в середине 1948 г. в американских журналах появилось описание подобной установки. В заключение И. Е. Горон сообщил о работах по теории магнитной записи, а также поставил вопрос о необходимости создания стандартов скорости для аппаратов магнитной звукозаписи.

Совещание ознакомилось с конструкцией и работой основных типов аппаратов для магнитной записи и отметило их хорошее качество.

На совещании были заслушаны четыре доклада по разделу архитектурной акустики, показавшие, что в этой отрасли акустики советские учёные и инженеры достигли больших успехов.

В совместном (с Л. Д. Розенбергом) докладе «О развитии архитектурной акустики в СССР» Г. А. Гольдберг указал, что первая в мире работа по оптимальному реверберации выполнена в СССР (С. Я. Лифшиц, 1924 г.). В 1922—1923 гг. уже было произведено акустическое оборудование первой студии (С. А. Зайтленок). Центром архитектурной акустики были ЦНИИС (И. Г. Дрейзен, С. Т. Тер-Осипянц, Ю. М. Сухаревский), Московский радиоузел (С. Н. Ржевкин). В 30-х годах архитектурной акустикой занимались ФИАН (С. Н. Ржевкин), Отдел акустики Управления проектирования Радиодома (докладчик), НИКФИ (В. В. Фурдуев), Строительство Дома звукозаписи (С. Т. Тер-Осипянц и докладчик), Академия архитектуры (С. Я. Лифшиц, С. П. Алексеев и А. К. Тимофеев), а затем Строительство Дворца Советов, организовавшее большой отдел акустики (Л. Д. Розенберг) с лабораторией и специальным звукометрическим полигоном (В. С. Григорьев).

Докладчик напомнил, что до появления за рубежом работы Эринга, содержащей концепцию мнимых источников, она была предложена в работах советского учёного М. В. Мачинского ещё в 1930 г. Геометростатистические концепции акустики помещения развивались далее Л. Д. Розенбергом, М. А. Сапожковым, Г. А. Чигринским, давшими способы рассчитывать реверберацию помещений различных форм и с различным расположением звукопоглощающих материалов.

Л. М. Бреховских строго показал, что область применения геометрической акустики помещений довольно велика, и опроверг делавшиеся за рубежом утверждения о непригодности этих концепций (Морз и Болт). Акустическое проектирование очень больших зал потребовало рассмотрения отдельных отражений от поверхностей (докладчик и Б. Д. Тартаковский) и исследования распространения звука вдоль поглощающих поверхностей (Н. Н. Андреев). Полное и строгое решение второй задачи было дано в недавнее время (Л. М. Бреховских и Г. Д. Малюжинец). Первый рассмотрел распространение волн от точечного источника над поверхностью раздела двух изотропных сред; второй исследовал случай распространения вдоль поверхности материала, поглощение которого может быть описано нормальным импеданцем. В обоих случаях закон убывания силы звука оказался не экспоненциальным, как это считалось прежде. Вопросы восприятия реверберации исследовались с помощью электрически генерируемых затухающих звуковых импульсов докладчиком совместно с С. Т. Тер-Осипянцем. Выяснилось, что признаком, по которому испытуемые сравнивают два различных затухающих звука, является время реверберации (скорость затухания) независимо от различия в начальной силе звука и частоте. Интегральные законы в этих опытах не подтвердились. Особо было исследовано кажущееся уменьшение реверберации при затухании со скачком (случай близкого расстояния между источником звука и слушателем или микрофоном).

Первыми специально разработанными звукопоглощающими материалами были арборит из древесной массы (П. В. Лапшин), поглощающая

штукатурка А.Ц.П. (С. П. Алексеев), фибролит, пеношамот и др. В Асбестовом институте разрабатывались асбестовые материалы. В. А. Андриевский и К. А. Виталь предложили и разработали ряд оригинальных акустических материалов.

Были даны теоретические критерии применимости представления нормального импеданца (Н. Н. Андреев, Л. М. Бреховских); показано, что пористые среды следует характеризовать помимо обычных констант: инерциальности, сжимаемости и вязкости, также характером релаксационных потерь; изучено влияние углублений, обычно применяемых для увеличения поглощения (Н. Н. Андреев, В. Цикунов, М. А. Сапожков).

В Советском Союзе были развиты два направления работ по теоретическому изучению поглощения звука материалами.

Использование резонанса для увеличения скорости колебаний в горлышках резонаторов и вследствие этого наиболее эффективное использование звукопоглощающего материала было положено С. Н. Ржевским в основу резонансных поглотителей с легко регулируемыми частотными характеристиками поглощения сравнительно просто поддающихся математическому рассмотрению (С. Н. Ржевкин, М. С. Анциферов, В. С. Нестеров). Г. Д. Маложинец, рассмотрев вначале звукопроницаемость перфорированных экранов, нашёл затем возможность, соединив последовательно несколько экранов, получить анизотропный звукопоглощающий слой и развил его теорию, дав приближённые методы расчёта в области высоких частот (энергетические) и рассматривая материал на низких частотах как непрерывную среду. При помощи созданной им векторной диаграммы (импеданц-годографа) удалось легко исследовать звукопоглощение при различных законах распределения констант по толщине слоя.

Л. Д. Розенберг коснулся в содокладе методов архитектурно-акустических измерений и применяемой аппаратуры, указав, что уже в 1921—1923 гг. в СССР впервые был применён реверберометр с микрофоном (С. Я. Лифшиц, С. Т. Тер-Осипянц). Это давало существенные преимущества по сравнению с аппаратурой, применявшейся за рубежом Себином и др., в которой приёмником служило ухо. В связи с широким строительством радиостудий в 1929—1930 гг. был построен точечный реверберометр и применялся осциллограф, позволяющий регистрировать весь процесс спадания звука (И. Г. Дрейзен, С. Т. Тер-Осипянц, Ю. М. Сухаревский). В 1934 г. в лаборатории Н. Н. Андреева в Ленинградском электрофизическом институте Э. И. Митягиной при участии А. И. Белова и Н. В. Никольского был сконструирован объективный реверберометр, состоящий из микрофона, усилителя и фотозаписывающей приставки. В 1940 г. в Доме звукозаписи построен быстродействующий регистратор звукозаписи (З. Н. Резвякова). Докладчик напомнил, что в 1936—1937 гг. Акустическая комиссия рассмотрела среди вопросов измерительной методики три работы, две из которых были посвящены автоматизации методов измерений и измерениям в заглушённых камерах (А. А. Харкевич), а третья — выбору методов измерения времени реверберации (Г. А. Гольдберг). Метод усреднения результатов измерения, использующий источник, обладающий непрерывным спектром с последующим полосовым анализом, нашёл широкое применение как при измерении реверберации, так и звукоизоляции (В. С. Григорьев). Вариантом этого метода для кино является использование записанной на плёнку музыки или речи (А. Н. Качерович).

Импульсная методика исследования помещения, впервые в мире предложенная и разработанная в 1929 г. А. И. Беловым, была в 1940 г. развита Ю. М. Сухаревским, применившим её для обследования акустики концертного зала имени Чайковского. Измерения четырёх констант акустических

материалов (Г. Д. Малюжинец, Ю. П. Крашенинников и А. В. Макаров) по крайней мере на четыре года опередили американские исследования. Реверберационные методы измерения звукопоглощающих материалов изучались, в частности, со стороны зависимости результатов от размера камеры, материала и т. д. (М. С. Анцыферов, Г. А. Гольдберг и др). Методы измерения звукоизоляции проанализированы в основной работе И. Г. Русакова. В лаборатории Дворца Советов была создана универсальная измерительная аппаратура для измерений вибраций и шума (М. С. Анцыферов, Г. А. Сурин).

В докладе об акустике киностудий и кинотеатров А. Н. Качерович рассказал о работах акустической лаборатории НИКФИ. Павильоны для синхронных съёмок обрабатываются новым звукопоглощающим материалом, разработанным в лаборатории в 1948 г. (Л. М. Розенфельд, И. А. Шляхтер и докладчик), представляющим собой твёрдую застывшую пену белоснежного цвета, изготавливаемую из мочевиноформальдегидной смолы. Он не горюч, его плотность 0,15, коэффициент звукопоглощения 0,45—0,48 в широкой области частот.

Исследованы акустические условия в тонателе (помещения для записи звука). Созданы и применены звукопоглощающие полуцилиндрические фанерные панели. Показано, что критерием акустических условий в тонателе является не только время реверберации, но и форма спадаения звука. Исследованием акустических условий свыше 40 кинотеатров предварительно установлено влияние формы зала, в частности, высоты потолка на процесс спадаения звука и качество звучания. Замечено, что в наполненных залах нередко имеет место повышенная гулкость, несмотря на то, что вычисленное время реверберации (по данным измерений пустых зал) лежит ниже рекомендуемого оптимума. По мнению докладчика, это свидетельствует о том, что помимо времени реверберации на оценку гулкости театра влияют и другие причины.

С. Я. Лифшиц коснулся своих работ по оптимуму реверберации и новым явлениям слухового восприятия, указав, что установленный им в 1926 г. критерий качества акустики помещения был принят Мак-Нейром лишь в 1923 г. и отверг утверждение Кнудсена о том, что Мак-Нейр независимо установил связь между временем реверберации и законом интегральной протяжённости. Он также указал, что работы Максфилда (1948 г.) представляют по существу попытку вывести оптимум реверберации из первого интегрального закона слуха. Далее докладчик сообщил что, как следствие интегральных законов слуха, им обнаружена дискретность слухового восприятия и селективное усиление слухового восприятия. Оказывается возможным повысить чувствительность уха к слабым импульсам до 100 раз, вводя кроме них в ухо постоянный тон той же частоты. Установлена связь между слуховым восприятием и осязанием вибраций.

В докладе И. Г. Дрейзена «Звукофикация и звукоусиление в закрытых помещениях» отмечалась роль теоретических работ советской физической школы в анализе процессов самовозбуждения системы с обратной связью (В. М. Бовшеверов, Г. С. Горелик, К. Ф. Теодорчик). Советские акустики и инженеры выполнили теоретические и экспериментальные работы, послужившие основой этой отрасли акустики. Ю. М. Сухаревский интерпретировал систему звукопоглощения в закрытом помещении, состоящую из микрофонного тракта и говорителей, как полубесконечную цепочку говорителей с постепенно уменьшающимся коэффициентом обратной связи (к. о. с.) по мере удаления от начала цепочки. Г. А. Гольдберг развил эту концепцию для системы из нескольких (связанных акустически) трактов звукоусиления в одном помещении (например, стереофоническое звукоусиление), показав, что в довольно сложных системах усиления ряд значений к. о. с. имеет рав-

номерную сходимость. Ю. М. Сухаревский экспериментально показал, что к. о. с. помещений соответствует лишь частично синфазному суммированию звуковых волн, излучённых говорящим и отражённых от поверхности помещения. Он же нашёл, что степень неравномерности звукового поля (коэффициент звукового поля) составляет в большинстве помещений 2—2,5, а допустимое (незамечаемое) увеличение времени реверберации из-за обратной связи — 1,7.

Докладчику удалось рассмотреть акустику зал, оборудованных системой звукоусиления, на основе методов энергостатистической теории замкнутого объёма, и из уравнения энергетического баланса для помещения получить коэффициенты, характеризующие к. о. с. звукопоглощения. С помощью такого энергостатистического рассмотрения докладчик проанализировал основные системы нелинейного звукоусиления и предложил для них ряд расчётных формул. Ю. М. Сухаревский и докладчик нашли, что уровень громкости у слушателя должен быть не менее чем на 15 дБ ниже уровня громкости у микрофона оратора.

Н. Н. Андреев предложил, а Л. Д. Розенберг и Б. Д. Тартаковский развивали вариант звукофикации с помощью распределённой системы говорителей, при которой слушатель находится в зоне действия нескольких говорителей и влияние акустики помещения существенно ослабляется.

И. Г. Лейзер прочитал доклад о развитии звукоизоляции в СССР, отметив первые работы по звукоизоляции, выполненные в 30-х годах (С. Т. Тер-Осипянц, М. Я. Машонкин, И. Г. Русаков).

В Доме Звукозаписи, Телевизионном центре и др., были устроены «плавающие» студии. Толчком для решения очень сложных вопросов звукоизоляции явилось строительство Дворца Советов. В Акустической лаборатории этого строительства методом измерения сплошных спектров (В. С. Григорьев) была измерена изоляция против воздушного звука различных стен и перекрытий в существующих зданиях и в измерительных камерах (В. М. Рудник, Л. А. Яковлев). Измерялась также передача вибраций по зданию (М. С. Анцыферов, Г. А. Суриц, Р. Э. Гаско). Многочисленные измерения шумов вентиляционных установок (Л. А. Яковлев, Е. Я. Юдин) позволили создать численные характеристики шума при различных условиях работы, используемые для проектирования. А. И. Белов на основе статистической концепции упростил расчёт звукоизоляции вентиляционных установок и дал инженерные формулы, отличающиеся от предельных за рубежом строгостью вывода и простотой применения. Производились измерения шумов городского транспорта (В. С. Казанский, К. Н. Шабшев, С. П. Алексеев). Строительство высотных зданий в Москве обуславливает дальнейшее развитие научных работ в области звукоизоляции, производящихся лабораториями Строительства Дворца Советов и Всесоюзной Академии Архитектуры.

В сообщении М. С. Анцыферова «Некоторые применения виброметрии в области акустики» излагались результаты одновременных измерений шума и вибраций, проникающих в здание по конструктивным элементам здания, проведённые в 1939—1941 гг. лабораторией СДС (Л. А. Яковлев, Г. А. Суриц, Р. Э. Гаско и докладчик). В результате этих измерений установлена простая связь между уровнем шума и вибрацией; эта связь может быть использована при изучении изоляции многослойных стен, расчётах уровня шума в зданиях по данным измерений ещё недостроенных конструкций и т. д. Степень совпадения результатов независимых измерений воздушного шума и вибраций может быть улучшена при учёте поглощения помещения.

С. П. Алексеев рассказал об уличных шумах и методах борьбы с ними. Он привёл данные измерений шума на улицах и площадях Москвы в различное время дня, а также измерений, сделанных

в вагоне метро. Выяснено, что минимальный шум имеет постоянный характер, зависящий от района и характера места. Максимальный шум определяется движением транспорта. На основании измерений сделаны выводы о необходимых мероприятиях для уменьшения городского шума (широкие улицы, не очень высокая застройка, озеленение, хороший настил мостовых, снижение шума транспорта).

Доклад Г. Л. Навяжского «Борьба с производственным шумом в Советском Союзе» был посвящён истории и современному состоянию этого вопроса. Показаны приоритет русской науки в изучении влияния шума на орган слуха (С. Ф. Штейн, Н. Ф. Попов), и развитие научной работы в этом направлении после Октябрьской революции (выполнено свыше 220 работ, организована лаборатория Ленинградского института охраны труда ВЦСПС, лаборатория физиологии и патологии слуха ВИЭМ и др.). Созданы приборы для измерения вредного действия шума с учётом повышенной вредности на высоких частотах (эта особенность шума установлена советскими учёными В. Г. Ермолаевым, Г. Л. Навяжским, А. В. Захером, А. И. Бронштейном и др.), исследованы допустимые уровни шумов (В. Г. Ермолаев, Г. С. Трамбицкий, Г. Л. Навяжский); доказано (А. Ф. Попов, В. Г. Ермолаев, Г. Л. Навяжский), что в основе вредного влияния интенсивных звуков лежит не «травма», а нарушение адаптации, и что физиологическая нейтрализация патологических последствий, которые наступают в слуховом органе под влиянием нарушения адаптации, может быть достигнута (Г. Л. Навяжский) методом «растормаживания» в соответствии с учением академика И. П. Павлова.

Ведутся широкие работы по радикальному обесшумливанию производственных процессов (например, замена клёпки электросваркой), снижению шума электрических машин, вентиляторов (изменение формы лопаток, очистных барабанов (уменьшение звучащей поверхности) и др.

Разработана специальная аппаратура для улучшения слышимости разговорной речи в шумных цехах.

И. И. Славин сообщил, что для улучшения разборчивости речи в условиях высокого уровня шума целесообразно ослабить низкочастотную часть и поднять высокие частоты тракта усиления, предназначенного для воспроизведения речи в производственных помещениях с высоким уровнем шума, так как важнейшим для разборчивости речи является участок от 600 до 2200 *гц*.

Б. П. Константинов поделился с участниками совещания воспоминаниями о выдающемся русском учёном-акустике А. И. Белове, погибшем при блокаде Ленинграда, и рассказала об его основных работах в области акустики. А. И. Белов создал струнный частотомер непревзойдённой точности, разработал методику измерений акустических сопротивлений, занимался теорией акустических преобразователей и электромеханических аналогий, впервые исследовал колебания турбинных лопаток в области частот до 20 000 *гц*, создал акустические измерительные методы, широко используя метод песчинки, предложенный Н. Н. Андреевым.

А. И. Белов дал исчерпывающий расчёт строя кларнета и медных духовых инструментов, разработав методику эквивалентных длин, позволяющую построить мензуру инструмента с необходимой точностью до десятых долей процента. Исследуя затухание струн, он обнаружил, что при наличии разных колебаний высоких и низких частот высокие частоты затухают медленнее, чем в случае, если бы процесс происходил только на высоких частотах, а низкие частоты не присутствовали бы. А. И. Белов организовал работы по атмосферной акустике, в частности, экспедиции в полярные области для исследования распространения звуков в стратосфере, и ряд других акустических работ.

А. И. Белов происходил из потомственной рабочей семьи, был прекрасным товарищем и учителем, активным общественником. А. И. Белов погиб в Ленинграде, где он остался для ведения научной работы во время блокады.

Совещание констатировало, что развитие в Советском Союзе работ по акустике и смежным дисциплинам, рост значения этих работ для различных областей народного хозяйства, наличие большого материала по уже законченным научным работам ставит вопрос о создании специального журнала.

Совещание отметило целесообразность выпуска книг по различным разделам акустики и ускорения выхода в свет печатающихся книг.

Совещание также постановило провести широкое и всестороннее исследование звуков русской речи и речи других народов СССР.

Б. Д. Гартковский,

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКБИБЛИОГРАФИЯ

М. А. Шателен. Русские электротехники второй половины XIX века. Госэнергоиздат, М.—Л., 1949, 23,75 печ. листа + 8 вклеек.

Электротехника занимает особое, исключительно почётное для нашей великой Родины место среди тех многочисленных отраслей науки и техники, в которых работали и работают русские и советские учёные и инженеры. Все крупные достижения XIX столетия в области применения электричества для практических целей, достижения, в корне перевернувшие всю старую технику и превратившие «век пара» в «век электричества», так или иначе связаны с именами русских учёных. Более того, русским учёным в этих мировых достижениях принадлежали не только первые пионерские шаги, но и ведущая роль. Первое широкое применение электрического тока для освещения — «русский свет» П. Н. Яблочкова, — изобретение и разработка ламп накаливания А. Н. Лодыгиным, научные и практические работы основоположника радио А. С. Попова, создание системы трёхфазного тока М. О. Доливо-Добровольским, изобретение трансформаторов П. Н. Яблочковым и И. Ф. Усагиным, открытие гальванопластики Б. С. Якоби, изобретение электрического телеграфа П. Шиллингом, открытие электрической дуги В. В. Петровым, объяснение процессов, имеющих место в катодном пятне электрической дуги, В. Ф. Миткевичем — всё это является славой и гордостью русской электротехники. Между тем, в первые два десятилетия XX века многое из этого славного прошлого было основательно забыто. Подросшее тогда молодое поколение почти ничего не слышало о нём. Причиной такого отношения к достижениям передовых русских учёных и инженеров являлось господствовавшее в царской России, особенно в её правящих классах, раболепие перед всем иностранным, так метко осмеянное Грибоедовым в его бессмертном творении «Горе от ума». После Великой Октябрьской революции следы раболепия и низкопоклонства не сразу были изжиты в нашей стране, не полностью они изжиты ещё и сейчас. В результате наши сведения о крупных русских учёных и инженерах-новаторах XIX века всё ещё не полны. Почерпнуть эти более или менее отрывочные сведения можно либо из разрозненных труднодоступных брошюр, посвящённых каждая лишь кому-либо одному из русских учёных и органически не связанных между собой, или из сборников, довольно солидных по своему объёму, но посвящающих отдельным лицам лишь по несколько страничек. Таковы «Русская техника» Данилевского и «Люди русской науки», издание Гостехиздата. Поэтому появление каждой книги, правдиво, подробно и связно рассказывающей о жизни и деятельности русских электротехников XIX века, надо всемерно приветствовать. Но особенно ценен выход в свет книги, написанной таким автором, как М. А. Шателен, лично знавший и Яблочкова и Чиколева

и многих других из старшего поколения славных русских электриков и сверстник А. С. Попова и других членов младшего поколения петербургских физиков конца XIX века.

М. А. Шателен свою книгу написал не только как очевидец, излагающий свои воспоминания и личные впечатления, но и как вдумчивый и серьезный историк, хорошо изучивший весь имевшийся в его распоряжении литературный и архивный материал, хорошо систематизировавший и продумавший этот материал и пронизавший всю книгу единой мыслью о неразрывной связи передовой науки с народно-хозяйственными задачами каждой данной эпохи. В последней главе своей книги М. А. Шателен наглядно показывает, какую обильную жатву дали в наше советское время посевы, выращенные славными русскими электриками в трудные времена XIX века, и какую решающую роль в осуществлении этой жатвы сыграли живительные условия советской действительности.

Содержание книги «Русские электротехники второй половины XIX века» шире её заголовка. Кроме глав IV — X, посвящённых последовательно крупным русским электротехникам второй половины XIX века: Яблочкову, Лодыгину, Чиколеву, Доливо-Добровольскому, Бенардосу, Слаянову и Попову, в ней содержится подробное описание и характеристика деятельности В. В. Петрова — глава III, обзор истории учения об электрических и магнитных явлениях от Ломоносова и Гильберта до половины XIX века — глава I, «Развитие применений электрической энергии в народно-хозяйственной жизни в XIX веке» — глава II, «Русская электротехническая общественность в последние десятилетия XIX века» — глава XI, подробно описывающая основание и деятельность электротехнического (VI) отдела Русского технического общества, а также созданных по инициативе этого отдела Всероссийских электротехнических съездов. В конце этой главы указана та исключительно большая роль, которую сыграли созданные в советское время VIII и XI Всероссийские электротехнические съезды в рассмотрении ленинского плана электрификации России, знаменитого плана ГОЭЛРО. «Достаточно вспомнить», — пишет М. А. Шателен, — постановление Совета Народных Комиссаров от 8 февраля 1921 года, которым поручалось VIII Электротехническому съезду обсуждение плана ГОЭЛРО, чтобы оценить значение этого съезда, и далее, в самом конце главы XI: «На IX Съезде Советов Владимир Ильич дал оценку работы VIII Электротехнического съезда. Это был триумф нашей советской электротехнической общественности, начавшей организовываться и выросшей вокруг VI отдела Русского технического общества, организованного и выделенного пионерами русской электротехники». Этими яркими словами М. А. Шателен связывает деятельность славных пионеров русской электротехники с нашей эпохой, с нашим сегодняшним днем. Глава XII посвящена истории журнала «Электричество», являвшегося рупором Электротехнического отдела Русского технического общества. Редакция журнала служила вторым центром, объединявшим русских электротехников и русских физиков-электриков. Третьим таким центром было Физическое отделение Русского физико-химического общества при Петербургском университете. «Редакция «Электричества», — пишет М. А. Шателен, — стала постепенно местом, где собирались сотрудники журнала, где велись горячие прения относительно содержания номеров, где обсуждались актуальные вопросы русской электротехники. Все сотрудники были членами VI отдела, многие были профессорами или преподавателями в высших школах, многие вели ответственную практическую работу... После Великой Октябрьской революции, в годы планов ГОЭЛРО и в годы Сталинских пятилеток, «Электричество» продолжало выполнять свою задачу, задачу общественно-научного органа советской электротехники. Эту задачу журнал «Электричество», являющийся частицей того богатого наследия, которое досталось нам от пионеров

русской электротехники, выполняет и по сегодняшний день. И здесь опять славное прошлое переплетается в книге Шателена с лучезарным настоящим. Книга заканчивается «Послесловием». В нём М. А. Шателен выявляет те условия старой России, которые помешали полному внедрению и широкому осуществлению русских изобретений в России. Главным образом это было засилье иностранного капитала. «Поэтому, — говорит М. А. Шателен, — дорога русским изобретателям была закрыта даже на те немногочисленные небольшие электротехнические заводы, которые эти организации (иностранные фирмы) основывали в России».

Такому полукOLONIALному положению русской техники тех времён он ярко противопоставляет на последних страницах книги современные успехи нашей электротехнической промышленности и грандиозные успехи электрификации Советского Союза, исходя в каждом отдельном случае от работ Петрова, Бенардоса, Славянова, Лодыгина, Яблочкова Доливо-Добровольского, Попова и кончая данными, относящимися к сегодняшнему дню.

«Таким образом, — заключает своё изложение М. А. Шателен, — труды наших пионеров-электриков, несмотря на как будто бы малый успех вначале, оказались в дальнейшем далеко не бесплодными. На советской почве, в атмосфере советского содружества науки и техники пышно расцвели посаженные ими когда-то ростки. И мы, пользуясь результатами работ наших пионеров, сами работающие в условиях Советского Союза, можем только преклоняться перед памятью тех, кто в труднейших условиях царской России, не встречая нигде помощи и сочувствия, неустанно и самоотверженно трудился над созданием электротехники, кто положил начало многим её отраслям и кто навсегда прославил имя русского электрика».

Основные главы книги содержат много интересного и нового или ранее мало и неполно освещённого в нашей литературе. Так, в главе о М. О. Доливо-Добровольском приводятся интересные данные о военном инженере Ф. А. Пироцком, показавшем ещё в 1874 г., т. е. много раньше Дедре, полную возможность передачи на расстоянии гораздо больших мощностей электрического тока, чем это сделал Дедре. Именно, Ф. А. Пироцкий устроил на Волковом поле вблизи Петербурга электрическую передачу мощностью около 6 л. с. на расстоянии до 1 км. На основании своих опытов Пироцкий предложил пользоваться в качестве источников энергии водяными потоками, передавая эту энергию на большие расстояния. После подробного изложения достижений самого М. О. Доливо-Добровольского в области трёхфазного тока и передачи энергии на большие расстояния М. А. Шателен подробно освещает ту роль, которую сыграл Доливо-Добровольский при организации Петербургского Политехнического Института. Вплоть до начала первой мировой войны Михаил Осипович принимал деятельное участие в разработке принципов учебного плана электромеханического отделения и в организации его лабораторий, консультировал в отношении методов преподавания и характера электротехнических лабораторий и т. д. В результате «новая электротехническая школа была создана на иных основаниях, чем раньше существовавшие в России высшие технические школы», и служила впоследствии образцом для них. Ряд новых данных находим у М. А. Шателена в главе о Н. Н. Бенардосе. Мы узнаём, например, о нём не только как об изобретателе способа электрической сварки металлов, но и как об авторе проекта гидроэлектрической станции на реке Неве и линии электропередачи, соединяющей в этом проекте станцию с Петербургом для снабжения последнего дешёвым электрическим током. По замыслу Бенардоса станция должна была быть очень мощной по тому времени, а именно, «в десяток-другой тысяч (лошадиных) сил». «Таким образом, — пишет М. А. Шателен, — более полувека тому назад Бенардос пред-

ложил использовать для электроснабжения нашего города Ивановские пороги р. Невы, т. е. сделал то предложение, которое фигурирует и в настоящее время в числе предложений, связанных с электроснабжением Ленинграда». Глава о Бенардосе содержит также новые биографические данные о нём и много технических данных, сопровождаемых соответствующими чертежами схем и деталей его изобретений. Последнее можно сказать и о главе IX, рассказывающей нам о Н. Г. Славянове, и о других главах: текст везде сопровождается такими же иллюстрациями. Особенно подробно описывает М. А. Шателен молодые годы А. С. Попова, в частности, его участие в Красноярской экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 1887 г., в которой участвовал и сам М. А. Шателен — тогда ещё студент. Он излагает также историю лаконической записи в протоколе заседания Физического отдела Русского физико-химического общества о докладе Попова 12/24 марта 1896 года: «§ 8. А. С. Попов показывал приборы для лекционного демонстрирования опытов Герца». Н. А. Шателен подробно рассказывает о том, что имело место в действительности на этом знаменитом заседании, «...когда 12/24 марта 1896 г. в Петербурге на Васильевском Острове на территории Петербургского университета была первый раз в мире передана телеграмма по беспроводному телеграфу». Подробно показана и борьба за приоритет Попова, проведенная в 1908 г. физическим отделом Русского физико-химического общества. Интересен также приводимый М. А. Шателеном текст доклада Морского технического комитета управляющему Морским Министерством адмиралу Тыртову, содержащий предложение использовать результаты опытов Попова по беспроводному телеграфированию для установления связи с потерпевшим аварию броненосцем, и осторожная резолюция адмирала: «Понятаться можно. Согласен на поручение этого дела лицам, указанным в докладе» (т. е. Попову и Рыбкину). Как известно, попытка, осуществлённая под ближайшим руководством и почти буквально руками основоположника радио и его верного помощника, завершилась блестящим успехом, несмотря на огромные трудности, вызванные поздним временем года и зимней ненастной погодой. Эти трудности красочно описаны М. А. Шателеном. Подробно описывает он и дальнейший успех А. С. Попова и те причины, благодаря которым не был выполнен изданный в 1900 г. после удачи Попова приказ управляющего Морским Министерством «принять меры к тому, чтобы аппараты и все необходимые предметы для телеграфирования без проводов могли быть изготовлены у нас самих в России и не зависеть от заграничных заводов». Несмотря на все старания Попова, условия царской России, при почти полной зависимости тогдашней русской промышленности от иностранного капитала, сделали это невозможным. В результате — цусимская катастрофа, гибель многих знакомых А. С. Попову моряков и тяжёлые для него личные переживания. «Во время японской войны, — пишет М. А. Шателен, — он очень болезненно переживал то, что тогда называли позором русского флота, но что на самом деле было позором тогдашнего режима». Также богаты фактическим содержанием, тонким анализом, глубокими мыслями и горячим патриотизмом и другие главы книги М. А. Шателена: о В. В. Петрове, о П. Н. Яблочкове, А. Н. Лодыгине, В. Н. Чиколеве. Каждого из них он показывает как живого, мыслящего человека и как учёного-новатора, борющегося за свои идеи и за проведение их в жизнь.

Мы не имеем здесь возможности подробно излагать содержание каждой главы. Ограничимся лишь некоторыми цитатами, дающими понятие о прекрасном стиле книги и о той высокой оценке, которую справедливо даёт М. А. Шателен трудам славных русских электриков. Говоря о смерти П. Н. Яблочкова, он пишет: «Так окончили жизнь в номере провинциальной гостиницы всеми покинутый крупнейший изобретатель

и один из крупнейших в мире пионеров электротехники. До последних часов своей жизни трудился великий изобретатель над своими изобретениями и умер неудовлетворенный. Его главное изобретение, давшее ему мировую славу — «свеча» — к тому времени почти утратила своё значение. Работа с гальваническими элементами, на которую до последних часов своей жизни он возлагал много надежд, осталась незаконченной. Но остались после Яблочкова работы и изобретения, которые никогда не утратят своего значения, — это введение в жизнь переменных токов и изобретение трансформаторов переменного тока. На эти именно изобретения современники Яблочкова обращали меньше всего внимания и сам он как бы потерял к ним интерес. Но, несомненно, эти изобретения вместе со свечой были основными изобретениями Павла Николаевича... Далеко не все изобретения Яблочкова были оценены его современниками; может быть это объясняется тем, что современная Яблочкову техника не была готова к освоению его многих очень передовых мыслей. Об А. Н. Лодыгине М. А. Шателен пишет: «Теперь, через 75 лет после первых опытов А. Н. Лодыгина с лампами накаливания, можно видеть, насколько прав и дальновиден был наш русский изобретатель, ведя упорную борьбу за свою идею об использовании явления накаливания проводника электрическим током для создания источников света и отстаивая свою идею наперекор почти всем крупнейшим электротехникам своего времени... Имя русского изобретателя создавшего этот тип ламп никогда не будет забыто». Мастерски описан М. А. Шателеном и В. Н. Чиколев. Это — замечательный русский электротехник-популяризатор, вся деятельность которого «показывает, что у него было чрезвычайно сильное стремление сделать доступными для широких масс свои идеи и мысли».

Монография М. А. Шателена представляет собой прекрасную книгу, написанную увлекательно, действительно правдиво знакомящую нас с нашими электриками XIX века и показывающую их крупные мировые достижения не только в исторической перспективе, но и в свете сегодняшнего дня. Книга показывает, что не на пустом месте развилась так блестяще советская электро- и радиотехника. Многим обязаны они своей предшественнице, русской электротехнике XIX века, и её славным пионерам. Тернист и труден был их путь при реакционном режиме царской России, но в новых советских условиях этот путь привёл их учеников и последователей, как ярко показывает автор, и к вдохновлённому гением Ленина и Сталина великому плану ГОЭЛРО, и к славному настоящему советской радио- и электротехники и продолжает вести нас к лучезарному будущему.

На этом фоне меркнут мелкие недостатки рецензируемой книги. Всё же досадно, что хорошее в целом внешнее её оформление не выдержано до конца: портреты, помещённые в книгу, выполнены совершенно неудовлетворительно. Советский читатель вправе требовать от издательства более бережного отношения к памяти выдающихся деятелей отечественной науки.

Н. Капцов.

М. И. Корсунский. Атомное ядро. Гостехиздат, М. — Л., 1949, 308 стр., ц. 6 руб.

Популярное изложение физики атомного ядра М. И. Корсунского предназначается для весьма широкого круга читателей, от учащихся старших классов до студентов-естественников и инженерно-технических работников. Огромный, столь понятный интерес ко всем научным, философским и техническим проблемам, связанным с центральной проблемой всей современной физики, давно уже требует создания популярных книг, которые давали бы читателю возможность глубже проникнуть в сущность замечательных радиоактивных процессов и ядерных реакций и познако-

миться ближе с новой специфической экспериментальной техникой. В какой мере автор справился с ответственной задачей дать добротную книгу по ядерной физике, удовлетворить высокий уровень запросов наших читателей во всех принципиальных вопросах?

Нам представляется несомненным, что книга М. И. Корсунского обладает рядом достоинств. Прежде всего она написана весьма простым, ясным языком, и этот стиль не изменяет автору даже в наиболее абстрактных разделах, касающихся объяснения радиоактивного распада, открытия позитрона, строения ядер или при объяснении некоторых экспериментальных деталей ускорительных установок. Более того, автору удалось написать интересную, а во многих местах увлекательную книгу. Успеху книги способствует сохранение исторической перспективы, волнующий рассказ о поразительных открытиях, которые перевернули наше представление о строении вещества, и перспективах техники за последние десятилетия. При этом автор не ограничивается пересказом более известных сторон открытий, но подчёркивает детали, драматизирующие события (например, отсутствие объяснения природы эманации в работах супругов Кюри).

Достоинством рассматриваемой книги является её научная добросовестность, отсутствие вульгаризации, компиляции. Книга написана специалистом, который, рассказывая о потерях энергии электронами высоких энергий имел полное право сослаться также и на свои исследования. Благодаря этому и специалисты-физики, для которых данная книга непосредственно не предназначена, прочтут её, так сказать, не морщась от нередкого в популярных изложениях чуждого акцента, выдающего автора-неспециалиста. В книге изложены не только основные сведения об естественной радиоактивности (гл. I), модели атома (гл. II), основных свойствах ядер — заряд, масса, магнитные моменты (гл. III и X), важнейших ядерных реакциях расщепления (гл. IV), деления (гл. XI) и искусственной радиоактивности (гл. VII), но рассмотрены также и более тонкие вопросы изомерии, открытой Курчатовым и Мысовским (гл. VII, стр. 206), обстоятельства открытия мезонов (гл. VIII), доказательства нейтронно-протонной модели ядра (гл. X), вопрос о вторичных нейтронах при делении (гл. XI) и ряд других. Сложной и важной проблеме бета-распада и нейтрино посвящена отдельная IX глава. Следует приветствовать включение в книгу целого параграфа о методе меченых атомов (гл. VII). Достоинством книги является также учёт новых работ, таких, например, как открытие братьями Алихановыми тяжёлых мезонов (варитронов) со спектром масс, превышающих «стандартную» массу ($\mu > 200$ масс электрона), открытие превращения мезонов разных типов друг в друга (Поуэлл). В книге кратко описаны предложенные советским физиком В. И. Векслером ускорители типа синхротрона и фазотрона. Конечно, за темпами прогресса современной ядерной физики угнаться нелегко. Уже сейчас уместно в популярном изложении рассказать, например, о недавних экспериментах, в которых было открыто деление нерадиоактивных ядер: платины, тантала и других под воздействием альфа-частиц, дейтеронов, протонов, ускоренных до энергии 200—400 миллионов электрон-вольт и, пожалуй, даже информировать об открытии дополнительного к борновскому магнетону μ некинематического магнитного момента электрона

$$\mu_{cl} = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right); \quad \mu_0 = \frac{ch}{4\pi mc}; \quad \alpha = 2\pi l^2 / hc \sim \frac{1}{137}.$$

Книжка Корсунского выгодно отличается правильным учётом роли естественной науки в развитии физики атомного ядра. Как уже упоминалось выше, в ней подчёркнута выдающаяся роль и значение работ Алихановых, Мысовского, Курчатова, Векслера, Лукирского, Флёрова

и Петржака, Френкеля, Скобелына, Жданова и ряда других советских экспериментальных и теоретических работ. Впрочем, указания на исследования советских физиков следовало бы увеличить. Желательно сослаться на работы Я. П. Терлецкого по ускорителям типа бетатрона, на эффект «светящегося электрона», на известные работы Хлопина по делению ядер и на ряд других.

Перейдём к критическим замечаниям. Мы сожалеем о краткости изложения вопроса о бетатроне и излишне скупом описании мощного метода меченых атомов. Вопрос об ядерных силах также несколько скомкан; следовало отметить спиновый, нецентральный, обменный их характер, сославшись на соответствующие эксперименты и отослав за подробностями к специальной литературе. Обидным промахом является отсутствие указаний на исследование космических лучей при помощи приборов, поднятых ракетами на огромные (с точки зрения 30-х годов XX века) высоты (около полутораста километров). Высота 40 километров, указанная на рис. 14, стр. 141, является уже давно пройденным этапом. На том же рисунке график роста интенсивности не отражает наличия максимума.

Возражения вызывает параграф о нейтринно (гл. IX), посвящённый известным опытам Аллена, обнаружившего наличие отдачи у ядер бериллия при K -захвате орбитального электрона. Ядро бериллия, по всей видимости, получает этот импульс благодаря испусканию нейтрино. Это важное заключение действительно находится в согласии со всеми другими фактами, подтверждающими гипотезу нейтрино, частицы, испускаемой при бета-распаде, либо K -захвате. Однако всё же было бы преждевременно видеть в опытах Аллена окончательное прямое доказательство существования нейтрино. Сам М. И. Корсунский несколькими строками выше, на стр. 253 правильно пишет о «гипотезе» существования нейтрино. Успокоиться на опытах Аллена означало бы прекратить дальнейшее исследование этих важных вопросов.

Следует, конечно, приветствовать развёрнутое изложение проблемы бета-распада и критичку ошибочной гипотезы Бора о возможности сохранения энергии в этом процессе. Мы считаем, что следовало бы гораздо сильнее подчеркнуть философскую значимость закона сохранения энергии и более резко осудить нередкие идеалистические выводы Бора, не ограничиваясь половиной фразы, что, де, сие было лишь «данью идеализму». Советский читатель всегда с острым законным интересом относится к подобным важным принципиальным вопросам.

Указанные отдельные недостатки не умаляют основных достоинств книги М. И. Корсунского, которой можно пожелать широкого распространения.

Конечно, выход в свет настоящей книги не снимает вопроса о выпуске новых книг, «хороших и разных», для всех категорий читателей. У нас, в частности, ещё нет увлекательной, захватывающей, превосходно иллюстрированной юношеской книги об атоме («Путешествие в атом» Ильина при консультации проф. Б. Н. Финкельштейна является лишь первым шагом в этом направлении). А самое главное, у нас нет полного вузовского курса ядерной физики; до сих пор не изданы полные таблицы атомно-ядерной физики; почти ничего нет по истории радиоактивности и физики ядра. Следует пожелать более пристального внимания к созданию подобных книг.

Д. Иваненко.

В. Рицлер. Введение в ядерную физику. Перевод с 3-го немецкого издания Н. К. Кожиной. Государственное издательство иностранной литературы, Москва, 1948, стр. 322, ц. 20 р. 50 к.

Книга Рицлера предназначена для лиц, приступающих к изучению ядерной физики, но имеющих некоторую общефизическую подготовку.

Её читателям могут быть студенты — физики или химики, инженеры, преподаватели физики.

Книга носит «деловой» характер, и, по существу, может служить небольшим элементарным учебником ядерной физики. Последнее издание оригинала, с которого сделан перевод, вышло в 1943 г., ввиду чего ряд последних результатов в книге не затронут. Однако то, что в ней имеется, изложено правильно, а указания на дальнейшее развитие со ссылками на литературу даны в редакционных примечаниях.

Содержание книги таково. После краткого изложения истории развития ядерной физики в гл. II рассматриваются общие свойства атомных ядер — заряд, масса, размеры, спин, магнитный и электрический моменты. Гл. III посвящена естественной радиоактивности. Центральное место в книге занимает обширная (88 стр.) гл. IV — экспериментальные методы исследования ядра. В этой главе довольно подробно рассматриваются ускорители — электростатический генератор и циклотрон; бетатрон описывается в самых общих чертах, причём изобретение его приписывается Штейнбеку, тогда как известно, что первая попытка осуществления ускорения вихревым электрическим полем была сделана Видероз. О синхротроне в нескольких строках говорится в редакционном примечании. Далее с большой полнотой, с приведением принципиальных схем рассматриваются методы обнаружения частиц и, наконец, методы определения пробега и энергии. Несмотря на указанную неполноту вся глава, изложенная обстоятельно и ясно, очень ценна. Гл. V посвящена ядерным реакциям и составлена очень хорошо. В ней сначала рассматривается боровская модель «компаунд-ядра», далее на двух примерах фтора и алюминия описываются основные типы реакций, что же касается различных частных случаев реакций, то большое количество сведений о них в компактной форме сконцентрировано на приложенной в книге цветной таблице. Специальные параграфы посвящены важным вопросам эффективного сечения, выхода и энергетического эффекта при ядерных реакциях. В конце главы излагаются работы, относящиеся к делению тяжёлых ядер и роли ядерных реакций в жизни вселенной.

Гл. VI посвящена строению атомного ядра. В элементарной форме описываются современные представления об основных структурных единицах ядра, о ядерных силах и о строении ядра. В гл. VII описывается применение ядерной физики. Эта глава существенно не полна, так как в ней рассматривается только метод меченых атомов и его применение; ядерные цепные реакции и вопросы, связанные с использованием ядерной энергии, в оригинале, вышедшем в 1943 г., конечно, отсутствуют. В русском переводе это обстоятельство отмечено в редакционном примечании, где даны указания на соответствующую литературу.

К русскому переводу приложено большое количество таблиц по ядерной физике, составленных С. Петровичем. Таблицы составлены на основании последних данных и очень ценны.

Подводя итог, следует отметить, что книга Рицлера содержательна и написана ясно. Несмотря на то, что по времени выхода оригинала в книге не мог быть затронут ряд важных вопросов, например, новые типы ускорителей, ядерные цепные реакции, свойства трансурановых элементов, книга эта является полезным приобретением для нашей научной литературы.

Э. Шпольский.

Андре Бертело. От атома к атомной энергии. Перевод с французского под редакцией Э. Бурштейна. Государственное издательство иностранной литературы, Москва, 1948, стр. 190 + XXXII фото на отдельных таблицах, ц. 8 руб.

Рецензируемая небольшая книжка рассчитана на значительно более широкий круг читателей, нежели книга Рицлера, рассмотренная в предыдущей рецензии. Первые две главы представляют собою введение в ядерную физику. В них даются элементарные сведения об атомах, молекулах и о менделеевской периодической системе, об энергии, об электронах и фотонах, о зависимости массы от скорости и о соотношении между массой и энергией. В гл. III даются общие сведения о строении атома — об электронных оболочках, о заряде и массе ядра, об изотопах и т. п. Эти три главы занимают 70 стр., т. е. одну треть книги. Остальные две трети посвящены собственно атомному ядру, радиоактивности, ядерным реакциям, ускорителям, методам обнаружения ядерных частиц. Наконец, в последней главе описывается деление урана, трансурановые элементы, ядерные котлы и атомная бомба. Для понимания книжки требуется подготовка по физике и математике в объеме средней школы. Редакция снабдила русский перевод книги многочисленными примечаниями, в которых отмечается приоритет советских ученых, а также исправляются некоторые неточности и устарелые утверждения оригинала.

В общем книгу можно охарактеризовать как удовлетворительно написанное популярное введение в современную ядерную физику. Однако, если принять во внимание, что книга не отличается ни особенной глубиной, ни яркостью изложения, что она потребовала многочисленных исправлений в виде примечаний, то невольно возникает вопрос, зачем нужно было переводить эту не плохую, но, в сущности, среднюю книжку? Количество книг, посвященных атомному ядру, на разных языках очень велико. Из них, конечно, следует переводить только те, которые либо представляют научный интерес, либо могут служить образцом научной популяризации. Ни того, ни другого нельзя сказать о книжке Бертело. Появление её на русском языке принесёт некоторую пользу, но лучше было бы позаботиться о выпуске популярных книг, написанных советскими авторами.

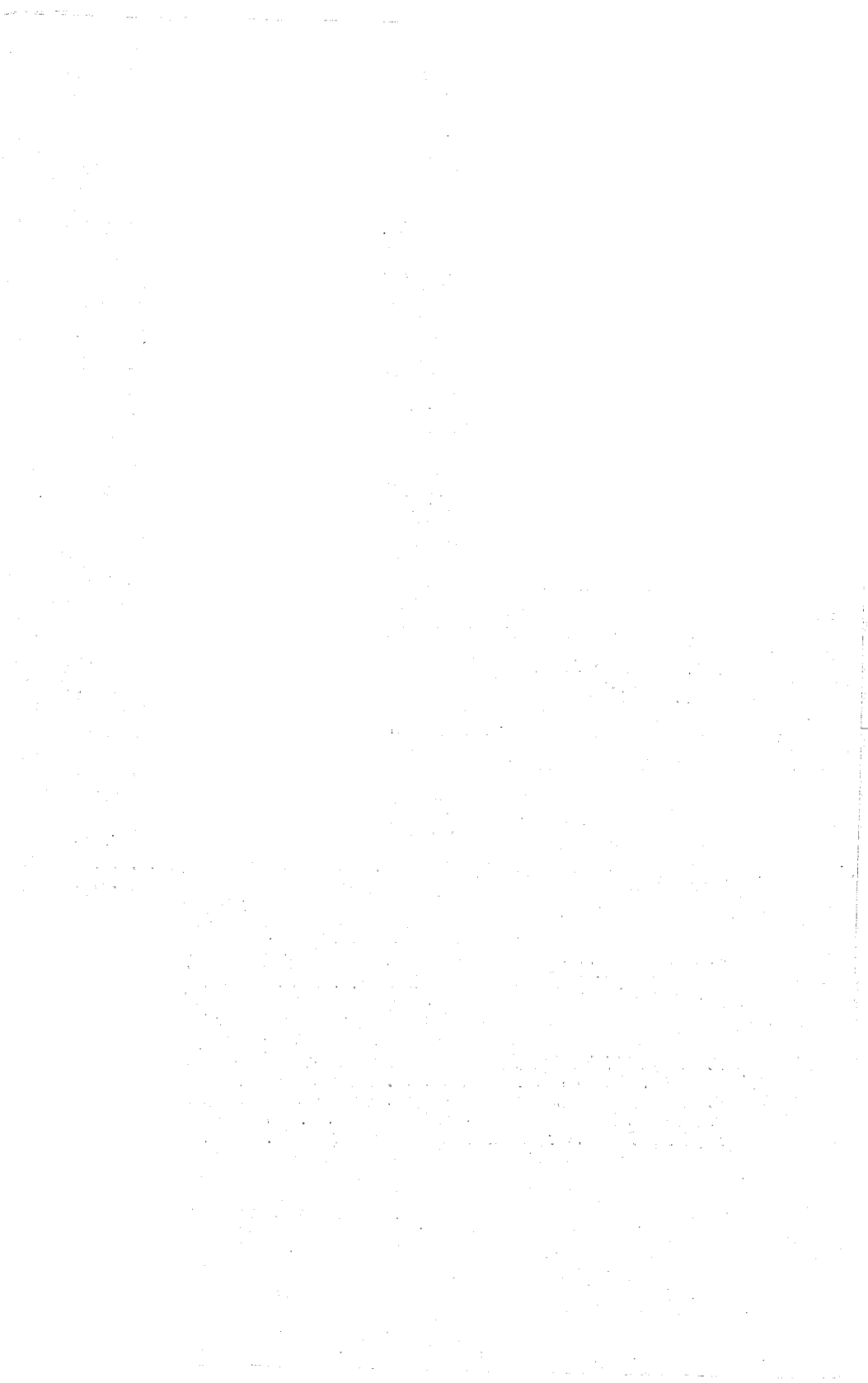
Э. Шпольский.

Редактор *Г. В. Розенберг.*

Техн. редактор *Р. П. Остроумова.*

Подписано к печати 30/VII 1949 г. 10 печ. л. + 2 вклейки 13,41 уч.-изд. л. 52.2% тип. зн.
в печ. листе Тираж 3400 Цена 10 р. А09663. Формат 60×92/16 Заказ 479.

13-я тип. Главполиграфиздата при Совете Министров СССР,
Москва, Гарднеровский 1а.



СОДЕРЖАНИЕ

А. В. РЖАНОВ

Титанат бария — новый сегнетоэлектрик 461

В. Л. ГИНЗБУРГ

Теория сегнетоэлектрических явлений 490

Р. БРАУН, У. КАМЕРИНИ, П. Г. ФАУЛЕР, Г. МЮИРХЕД,
К. Ф. ПОУЭЛЛ и Д. М. РИТСОН

Наблюдение космического излучения с помощью пластинок,
чувствительных к электронам 526

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

С. Г. ЮРОВ и В. С. ХАЗАНОВ. Фотометрические свойства селеновых фотоэлементов с запорным слоем 547

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Дифракция одиночных поочередно летящих электронов (В. Л.) 570

Изотопическое смещение в спектре урана (А. С.) 571

Проекты гигантских ускорителей для получения частиц с энергией 10^{10} eV (К. Андреев) 574

«Прозрачный металл» и новые возможности оптического исследования напряжений (Г. Розенберг) 590

Изотопный состав серы в метеоритах и земных объектах (В. Л.) . . . 592

ХРОНИКА

Расширенное совещание акустической комиссии Академии Наук СССР (Б. Д. Гартаковский) 595

БИБЛИОГРАФИЯ

М. А. ШАТЕЛЕН. Русские электротехники второй половины XIX века (Н. Капцов) 612

М. И. КОРСУНСКИЙ. Атомное ядро. (Д. Иваненко) 616

В. РИЦЛЕР. Введение в ядерную физику (Э. В. Шпольский) 619

АНДРЕ БЕРТЕЛО. От атома к атомной энергии. (Э. В. Шпольский) . . . 619