

УДК 539.1.074

НОВЫЕ ИДЕИ В ОБЛАСТИ ТРЕКОВЫХ КАМЕР

А. Ф. Писарев

Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна

Обзор посвящен рассмотрению проблем создания новых быстрых трековых приборов различного типа: ультразвуковых пузырьковых камер; камер на основе пересыщенных бинарных растворов и на основе нагазированных и переохлажденных жидкостей; камер с электрическим пробоем паро-газовых пузырьков; нитяных счетчиков и нитяных камер с заполнением конденсированной средой; жидкостных и твердотельных камер с использованием явлений синтилляции и флуоресценции, а также механизма размножения зарядов в конденсированных средах; разрядных и конденсированных камер, содержащих плотный чистый газ или смеси газов. Анализируется современное состояние исследований по перечисленным проблемам и оценивается перспективность новых идей в этой области.

The problems are surveyed of developing new fast devices of various types: ultrasounding bubble chambers, chambers filled with oversaturated binary solutions and gassed overcooled liquids, chambers based on the gas-vapour discharge, wire counters and wire chambers filled with condensed media, liquid and solid-state chambers based on scintillation and fluorescence as well as the mechanism of charge multiplication in condensed media, discharge and condensing chambers containing pure dense gas and gas mixtures. The present day state of studies on the above problems is analysed and the promising ideas in this region are considered.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время физика элементарных частиц делает гигантские успехи в своем развитии. В основе этого непрерывного прогресса лежат ускорители и детекторы, что приводит к бурному развитию экспериментальной физики. Так, в ускорительной технике постоянно растут энергетический потолок и интенсивность частиц в пучках, а в детекторной технике происходит радикальное улучшение характеристик приборов и главным образом улучшение их пространственного и временного разрешения.

Если выделить класс детекторов, на долю которых приходится главная роль в развитии экспериментальной физики, то к ним прежде всего следует отнести класс трековых детекторов, так как только в этих приборах можно наблюдать все детали картины каждого отдельного акта взаимодействия. Современные трековые приборы включают: пузырьковые камеры, камеры Вильсона, искровые и стримерные, нитяные искровые и нитяные пропорциональные камеры, ядерные фотоэмульсии и твердотельные диэлектрические следовые детекторы. Последние базируются на основе слюды, нитроцеллюлозы, целлулоида и многих высокополимерных органических соединений.

Перечисленные трековые приборы можно разбить на две группы: группу быстрых и группу медленных детекторов. Ко второй относятся фотоэмульсии и диэлектрические детекторы. Физика высоких энергий своим прогрессом обязана преимущественно группе быстрых трековых приборов. Поэтому эти детекторы подвергаются непрерывному совершенствованию и поддерживаются на уровне, адекватном уровню развития ускорительной техники.

К настоящему времени в области трековых приборов достигнуты огромные успехи и решено уже немало важных проблем, однако еще значительное число принципиальных задач ждет своего решения. Так, по пузырьковым камерам предпринимается усилия по созданию управляемого режима, при котором следы частиц могли бы регистрироваться по сигналу от счетчиков, отбирающих полезные события. Данные исследования начали проводиться с первых же шагов использования пузырьковой камеры в физических экспериментах. Исследования проблемы селективной управляемости камер с конденсированным заполнением ведутся сейчас широким фронтом. Они охватывают явления кавитации жидкости под действием радиации и ультразвукового поля; эффекты расслаивания на ионах пересыщенных растворов и нагазированных жидкостей; явления преимущественной кристаллизации переохлажденной жидкости на зарядах, образуемых частицей, и, наконец, явления электрического размножения зарядов и пробоя в плотных и конденсированных средах.

В ходе этих исследований были решены многие проблемы по существенному улучшению характеристик пузырьковых камер и камер Вильсона, а также выдвинуты радикально новые предложения по созданию трековых приборов на конденсированном веществе.

Оригинальных публикаций по перечисленным исследованиям сейчас уже достаточно, и в данном обзоре проведем их обобщение. В обзоре сведены воедино также работы и новые предложения по созданию жидкостных и твердотельных быстрых трековых приборов, основанных на использовании эффектов спинтилляции и флуоресценции конденсированных сред. Большое внимание

уделено проблеме создания жидкостных и твердотельных нитяных счетчиков и камер. Это совсем новая проблема, возникшая три года назад и оказавшаяся теперь в центре внимания физиков-экспериментаторов. С созданием нитяных детекторов на основе конденсированного вещества связывают будущие успехи в экспериментальной нейтринной физике и физике частиц сверхвысоких энергий.

В обзор включены также новые исследования по трековым камерам, содержащим плотный газ. Сюда входят работы по лазерной камере, разрядно-конденсационной камере и камере Вильсона, заполняемой плотным чистым паром. В этих работах получены обнадеживающие результаты, которые, возможно, приведут к созданию нового класса быстрых трековых детекторов.

Основная идея обзора — обобщить все новые предложения и исследования, главным образом по быстрым трековым детекторам, содержащим плотногазовую среду или конденсированное вещество. По этой причине в обзор не вошли работы по ядерным фотоэмульсиям и диэлектрическим следовым детекторам. С наиболее важными достижениями в этой области детекторов можно ознакомиться в обзорах [1, 2] и многих оригинальных работах (см., например, [3—10]).

В обзор не включены многочисленные исследования по техническому усовершенствованию отдельных узлов пузырьковых камер, так как эти исследования достаточно полно отражены в некоторых обстоятельных обзорах (см., например, [11, 12]). Сюда же отнесли и работу по созданию 90-циклической водородной пузырьковой камеры, опубликованную в трудах конференции [13], где также можно найти много полезных сведений по последним достижениям в области технологии изготовления современных пузырьковых камер.

В данном обзоре преднамеренно опущены исследования по искровым, стримерным и нитяным камерам с газовым заполнением. Последние достижения по этим детекторам опубликованы в работе [14] и детально освещены в некоторых репортерских докладах, прочитанных на Международной конференции в Дубне [15]. В обзоре не затрагиваются также проблемы съема информации с камер, так как техника в этой области выделилась по существу в самостоятельный раздел.

1. УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

Исследования пузырьковых камер с ультразвуковым управлением чувствительностью жидкости получили в последние годы широкое распространение. Основным стимулом для этих исследований служит перспектива радикального упрощения или полного отказа от системы расширения как наиболее сложного и инер-

сионного агрегата камеры. Вместе с тем ультразвуковой метод очувствления жидкости к ионизирующим частицам дает надежду на решение проблемы селективной управляемости камеры от внешней логической системы, отбирающей полезные события.

К настоящему времени достигнуты крупные успехи в применении ультразвука в пузырьковых камерах. Так, в работах [16—18] исследован режим очувствления с помощью ультразвука жидкого гелия. В работах [19], а затем [16—18] получены треки вполне удовлетворительного качества в жидководородной пузырьковой камере, чувствительность которой определяется суммарным действием ультразвукового источника колебаний и классической системы расширения.

Однако надо отметить, что успешным исследованиям [16—19] предшествовала длительная работа многих физиков по выяснению взаимосвязи нуклеаций, образуемых частицами в жидкости, с ультразвуковым и переменным полями давления. Этими работами к концу шестидесятих годов была подготовлена вся почва для реализации ультразвуковой камеры.

Первые исследования с ультразвуковыми детекторами частиц. Первой и важной работой по применению в жидкостных детекторах частиц ультразвукового поля или специально создаваемого переменного поля давления была работа [20]. В этом исследовании четко установлена зависимость чувствительности камеры к следам частиц от скорости изменения давления в объеме перегретой жидкости.

В работах [21—25] зарегистрирована нуклеация от взаимодействия нейтронов с ядрами в дегазированной воде и органических жидкостях. Нуклеации порождались тяжелыми ядерными фрагментами, которые были продуктами реакции нейтрон — ядро. Нуклеации были так велики, что при схлопывании испускали ультразвуковые волны, которые хорошо прослушивались посредством чувствительных микрофонов. Вслед за этими опытами последовали предложения [21—30] использовать ультразвуковое поле давления от внешнего излучателя для «проявления» первичных нуклеаций в следах частиц. Первые же опыты с ультразвуком дали обнадеживающие результаты. Выяснилось, что кавитационная прочность обезгаженных жидкостей в ультразвуковом поле резко снижается при облучении нейтронами. В некоторых случаях [24, 25] удавалось даже наблюдать образование в ультразвуковом поле давления отдельных видимых пузырьков, зародышами для которых служили нуклеации в жидкости от ядерных фрагментов.

Важным экспериментальным открытием в исследованиях по ультразвуковой детекции частиц [31] было обнаружение большой продолжительности жизни зародышевых микропузырьков в ультразвуковом поле. В этом эксперименте в дегазированном тетра-

хлорэтилене на частоте ультразвукового поля 20 кгц наблюдались пузырьки, которые не захлопывались на протяжении нескольких циклов работы излучателя. Этот факт непосредственно указывал на возможность перманентного увеличения микропузырька в переменном поле давления.

Автор работы [31] развил качественную теорию обнаруженного явления и математически очертил общую схему образования надкритических пузырьков при одновременном воздействии на жидкость постоянного и переменного давления.

Здесь следует отметить, что статическая теория зарождения микропузырьков в жидкости под действием частиц и рост этих зародышей в ультразвуковом поле развивались параллельно экспериментальным исследованиям. Так, в работах [21, 32] развивался механизм микровзрыва жидкости под действием δ -электронов и сильноионизирующих частиц. Там же даны качественные оценки мощности ультразвуковой волны, способной проявить паровые микрзародыши на следах частиц.

Несколько в стороне от прямого использования ультразвука в конденсированной среде стоят работы Ю. Л. Соколова [33] и О. В. Савченко [34]. В них развивается интересная мысль по выявлению следов частиц в средах, используя рассеянный свет на ударных волнах. Последние возникают в следах частиц вследствие пикового нагрева среды, образования микропузырьков и последующего их захлопывания.

Динамика развития паровых пузырьков в поле ультразвуковой волны. Выше отмечалось, что экспериментальный прогресс ультразвукового очувствления жидкости в камерах опирался на сравнительно простые представления о механизме зарождения и роста микропузырьков. Совершенно очевидно, что дальнейшие успехи в области исследования ультразвуковых камер немислимы без развития удовлетворительной теории динамики роста пузырьков в переменном поле давления. В настоящее время наиболее последовательно эта теория, применительно к пузырьковым камерам, развивается в работах [35—37].

Вычисленная зависимость радиуса пузырька \bar{R} в водороде от времени и частоты ультразвукового поля f , имеющего амплитуду P_1 , приведена на рис. 1.

Экспериментальные исследования с ультразвуковыми камерами. Первый успешный эксперимент по применению ультразвукового поля для определения чувствительности жидкости к следам частиц был выполнен группой Брауна [16, 17] с жидким гелием. Удача этого опыта предreshалась малым сбросом давления, не превышающим $0,2 \text{ ат}$, при котором гелий становится чувствительным к ионизирующему излучению. В опыте использовались два плоских пьезоизлучателя диаметром 7 см, размещенных в жидком гелии соосно на расстоянии 5 см друг от друга. Излучатели рабо-

тали на частоте 110 *кГц* и создавали в рабочем объеме стоячую волну. Температура гелия поддерживалась на уровне 3,4—3,65° К. Экспериментаторы получили очень четкие треки π -мезонов и протонов. Треки имели, в соответствии со стоячей волной, вид пунктирных линий с периодом, равным длине волны. Пузырьки рождались в пучностях волны и имели конечный размер 10^2 *мкм*, до которого они росли около 600 *мксек*, т. е. в течении 50—60 циклов ультразвукового поля. Плотность пузырьков в пучностях волн составляла 8—10 *см*⁻¹.

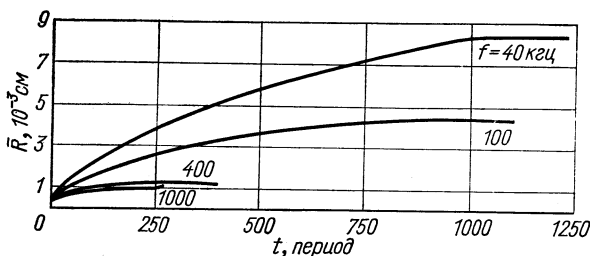


Рис. 1. Зависимость радиуса пузырька от частоты и времени действия ультразвукового поля при $T_{\infty} = 26, 15^{\circ}$ К; $p_1 = 2,03$ бар; $p_0 = 4,6$ бар [36]:

\bar{R} — средний радиус пузырька; t — время, выраженное в периодах колебания ультразвукового поля.

Следующая серия опытов относится к жидкому водороду. Сначала в Дубне [19], а затем в Женеве [17, 18] были получены треки частиц при очувствлении водорода суммарным воздействием ультразвукового излучателя и системы расширения. В работах [17, 18] использовалась та же геометрия излучателей, что и в опыте с жидким гелием [16]. Излучатели имели дисковую форму и работали на частоте 360 *кГц*. Длительность каждого цуга импульсов могла варьироваться в пределах 1—5 *мсек*. Амплитуда давления в ультразвуковой волне могла изменяться в пределах 1,4—2,8 *ат*; статическое давление составляло 3,9 *ат*. Рабочая температура жидкого водорода поддерживалась на уровне 24,5° К. Треки в водороде, как и в случае жидкогелиевой камеры, имели пунктирную структуру с величиной разрывов менее 0,1 *см*.

В работе [19] эксперимент выполнялся на 25-сантиметровой жидководородной камере, в центральной части рабочего объема которой помещался акустический излучатель. Последний имел форму полого цилиндра и состоял из секционированной керамики титаната бария, армированного тонкостенной прочной оболочкой. Излучатель имел внутренний диаметр 7 и глубину 6 *см*. Аксиальность излучения на частоте 14 *кГц* позволяла получать в водороде сфокусированное ультразвуковое поле. Эксперимент

выполнялся на π -мезонном пучке от синхроциклотрона ОИЯИ. Момент прохождения частиц через камеру строго синхронизировался с включением механизма расширения и ультразвукового излучателя. Режим камеры подбирался таким, при котором чув-

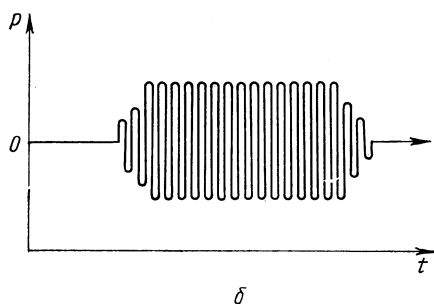
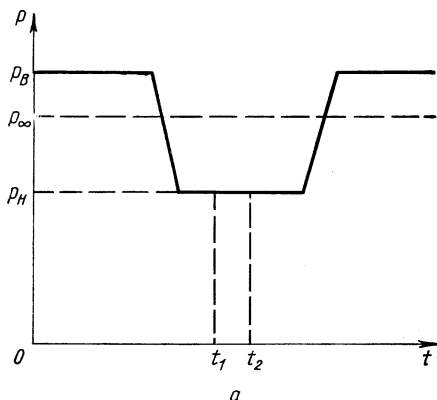


Рис. 2. Диаграмма очувствления жидкого водорода в камере [19]:

a — сброс давления системой расширения; *б* — подача пучка ультразвуковых колебаний; p_B — внешнее давление; p_∞ — равновесное давление пара; p_H — давление, соответствующее верхней границе зоны чувствительности; t_1 — момент ввода в камеру пучка ионизирующих частиц и t_2 — момент фотосъемки треков.

ультразвукового поля давления. Такие камеры будут явно обладать повышенным быстродействием и, возможно, откроют путь к селективной регистрации следов частиц.

Регистрация следов частиц по оптической неоднородности в ударной волне. Прохождение заряженной частицы через плотную среду сопровождается большими удельными потерями энер-

гитивительность жидкого водорода к ионизирующему излучению в случае включения только расширительного устройства была минимальной или почти отсутствовала. При этом режиме наиболее четко проявлялась роль ультразвукового поля в формировании треков. Цуг ультразвуковых колебаний имел длительность 10—15 мсек и подавался на камеру с некоторым опережением относительно момента прохождения мезонов. Амплитуда ультразвукового поля давления, приводившая к перегреву жидкого водорода в камере, составляла 1,2 ат. Временная диаграмма давления в камере показана на рис. 2, *a* и *б*. В этих экспериментах были получены треки, не имевшие разрывов. Фотография треков представлена на рис. 3.

Успехи, достигнутые с ультразвуком [16—19], являются обнадеживающими. На их основе можно, по-видимому, уже сейчас ставить вопрос о проектировании пузырьковых камер с преимущественным очувствлением жидкости с помощью

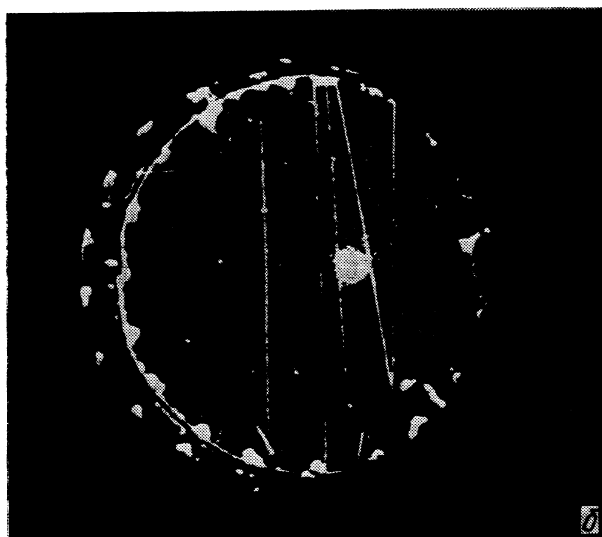
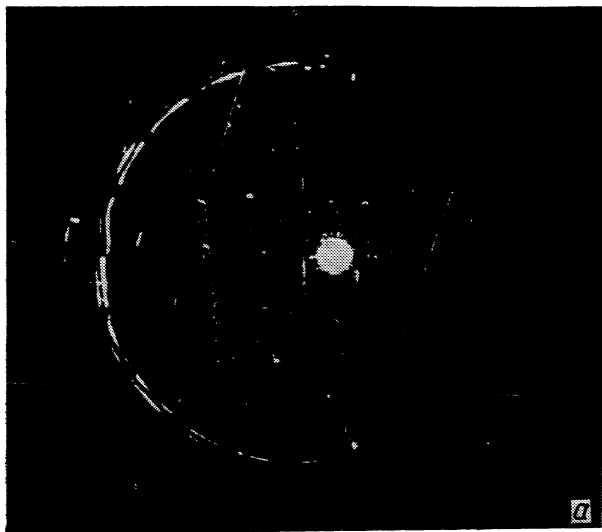


Рис. 3. Фотография следов отрицательных пионов с энергией 340 Мэв в жидководородной пузырьковой камере в ультразвуковом поле при степени расширения, соответствующей минимальной чувствительности камеры [19]:
a — без ультразвука; *б* — с ультразвуком.

гии, достигающими $4 \cdot 10^6$ эв/см. Основная доля этой энергии расходуется на мгновенный нагрев среды в окрестности следа частицы. По существу среда испытывает динамический удар, который образует, в свою очередь, звуковую волну. Распространение волны от следа частицы в глубь среды порождает в окрестности следа оптические неоднородности. Автор работы [33] предлагает использовать эти неоднородности для быстрой регистрации следов частиц по рассеянному свету. Анализ этих соображений, выполненный в работе [34], показал, что изменение показателя преломления в конденсированной среде за счет ударной волны может достигать вполне измеримой величины, и на этом пути можно добиться управляемой регистрации следов частиц с временным разрушением, не превышающим 10^{-6} сек.

2. КАМЕРЫ НА ОСНОВЕ РАССЛОЕНИЯ БИНАРНЫХ РАСТВОРОВ

В 1957 г. Г. А. Аскарьян [38] высказал интересную мысль о возможности появления вблизи следа частицы в гомогенном двухкомпонентном растворе «запоздалых» микроразрывов жидкости. Предположение основывалось на учете следующего обстоятельства. При прохождении заряженных частиц в жидкости образуются долгоживущие (до 10^{-3} сек и более) ионы в количестве 1—3% числа начальных [39]. Для частиц высоких энергий это составляет около $2 \cdot 10^3$ пар ион/см. Распределение данных зарядов, как правило, неравномерно, и среди них возможны случайные образования комплексов из двух, трех и более ионов. На этих ионах и комплексах в растворе всегда возникают «шубы» из молекул компонента, имеющего большую диэлектрическую постоянную. Г. А. Аскарьян предположил, что при рекомбинации ионов освобождающиеся от электрических полей «шубы» приобретают по отношению к окружающей среде избыточное давление, которое может оказаться достаточным для образования в растворе кратковременной газовой полости критического размера. При совпадении во времени появления этой полости и перегретого состояния жидкости полость может вырасти до видимого размера.

Прямого эксперимента с целью проверки данной идеи пока не ставилось. Имеющиеся же сведения о работе камер с жидкостью, насыщенной газами, и приближенные расчеты указывают на то, что избыточного давления в шубе будет, по-видимому, недостаточно для образования полости критического размера. Действительно, энергия образования шубы около заряда примерно равна энергии сольватации заряда в жидких средах и составляет около 2 эв. Поэтому в момент рекомбинации двух ионов объединенная шуба приобретает избыточную энергию около 16 эв, из них 4 эв за счет сольватного слоя и 12 эв за счет энергии ионизации. Этой

энергии явно недостаточно для образования критической полости, на которую расходуется обычно около 150 эв [40]. Вероятность же одновременной нейтрализации в объеме критического размера нескольких пар ионов в момент очувствления жидкости в камере чрезвычайно мала.

Дальнейшей модернизацией идеи использования гетерогенного заряженного комплекса в жидком растворе для «проявления» следов частиц явилось предложение А. Ф. Писарева и В. А. Бирюкова [41]. Сущность новой идеи состоит в том, что шубы на ионах предлагается использовать в качестве микророзродышей для выделения одного из компонент раствора, обладающего большей диэлектрической постоянной, в момент пересыщения раствора.

Действительно, если раствор, содержащий заряженные комплексы, перенасытит, то избыточный компонент должен выделяться на этих комплексах как на зародышах и приводить к их росту до видимых размеров. Подобный механизм зарождения новой фазы на ионах в растворе по существу эквивалентен механизму образования тумана на ионах в камере Вильсона. Как и в камере Вильсона, в жидкостной камере рассматриваемого типа треки частиц должны состоять из взвешенной в растворе большой совокупности капелек или кристалликов. На основе использования эффекта расслоения раствора на ионах предлагается создать камеру с импульсным очувствлением [41—43] и с непрерывной чувствительностью [44]. Эффект очувствления раствора к следам частиц может достигаться тремя способами: импульсным сбросом давления, наложением импульсного электрического поля или импульсным изменением температуры.

Пример образования капель на ионах при импульсном расслаивании раствора метилового спирта в гептане. В работе [41] рассмотрен двухкомпонентный расслаивающийся раствор метилового спирта в гептане, который выбран по соображениям полноты информации о расслоении и других характеристиках раствора и его чистых компонентах.

Результаты вычислений, выполненных в работе [41], представлены на рис. 4. Как видно из рисунка, все кривые с $z \neq 0$ идут ниже кривой спонтанного зарождения центров расслоения ($z = 0$), что указывает на большую вероятность зарождения капелек на ионах и ионных комплексах.

Из кривых следует, что для выявления ионов с зарядом $z = 1$ необходимо обеспечить перепад давления над раствором 20 ат. Соответственно для $z = 2$ $\Delta p_{\text{макс}} = 12,5$ ат; для $z = 3$ $\Delta p_{\text{макс}} = 10$ ат и для $z = 4$ $\Delta p_{\text{макс}} = 8$ ат. Найденные значения $\Delta p_{\text{макс}}$ являются несколько завышенными, так как в расчете не учитывалось адиабатическое снижение температуры раствора при сбросе давления.

Экспериментальная проверка очувствления раствора к ионам с помощью электрического поля. Для проверки возможности управления процессом расслоения раствора на ионах наложением внешнего поля в работах [42, 43] был выполнен опыт с раствором нитробензола в гексане с весовой концентрацией 0,2. Предварительно было вычислено необходимое значение E_k , которое оказалось равным $400 z^{-1/3}$ кВ/см, где z принимает значения 1, 2, 3, . . . и кратно заряду иона. При $z = 1$ $E_k = 400$ кВ/см; при $z = 2$ $E_k = 320$ кВ/см. Видно, что критическое значение поля по порядку величины близко к пробивному, поэтому при подготовке опыта

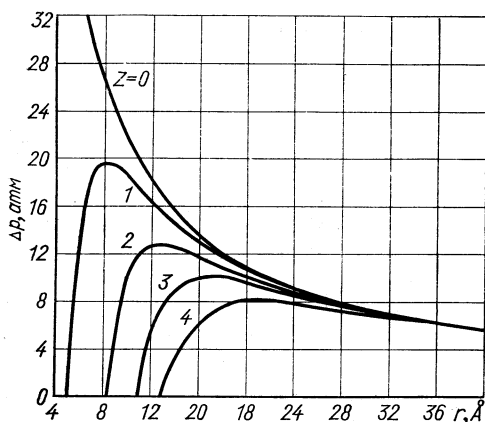


Рис. 4. Зависимость перепада давления Δp над раствором метилового спирта в гептане от радиуса зародыша r и величины заряда z [41].

было обращено особое внимание на закругление краев электродов и тщательную их полировку. Ячейка с раствором содержала два таких электрода, зазор между которыми составлял 0,3 см. Раствор термостатировался на $0,01-0,05^\circ \text{C}$ выше точки расслоения.

В опыте было установлено, что облучение раствора γ -квантами при отсутствии электрического поля не вызывает его расслоения. Наложение же на раствор импульса поля напряженностью примерно 200 кВ/см и длительностью 10^{-3} сек всегда приводит к его расслоению при облучении и без него. Однако скорость расслоения раствора в первом случае примерно в 1,5 раза больше, чем во втором. Этот факт однозначно подтверждался на проходящем и на рассеянном пучках света. Данный результат можно объяснить, если допустить, что ионы, образуемые γ -квантами, ускоряют процесс образования капель в пересыщенном растворе.

Опыт по проверке эффекта очувствления раствора к ионам с помощью импульсного давления. Данный опыт [42] выполнялся с раствором нитробензола в гексане с концентрацией 0,2. Рассчитанное значение $\Delta p_{\text{макс}}$ лежало в диапазоне давлений 25—30 ат.

Раствор заливался в ячейку объемом 15 см³ и облучался γ -квантами от ⁶⁰Со. Измерительная аппаратура использовалась та же, что и в опыте с электрическим полем. Мерой влияния γ -радиации на процесс расслоения служило по-прежнему изменение времени формирования переднего фронта импульса на ФЭУ. Освещение ячейки в опыте производилось непрерывно. Запуск осциллографа был синхронизован с моментом начала пересыщения раствора.

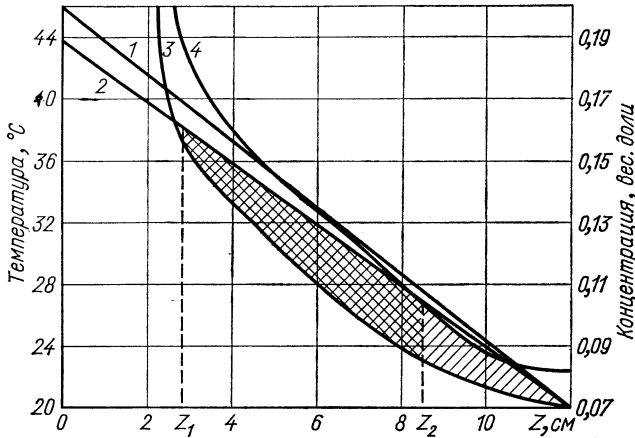


Рис. 5. Распределение температуры и концентрации метилового спирта в гексане по глубине раствора [44]:
 1 — температура; 2 — концентрация; 3 — граница насыщения; 4 — граница допустимого пересыщения. Заштрихована двойной штриховкой зона чувствительности, косой штриховкой — зона пересыщения.

В этих экспериментах было найдено, что при облучении раствора γ -квантами длительность фронта импульса становилась короче примерно на 1/3, чем без облучения.

На основании выполненных опытов авторы работ [42, 43] сделали вывод о том, что ионы, образуемые γ -квантами в метастабильном растворе, убыстряют процесс его расслоения.

Камера постоянной чувствительности на основе бинарного раствора. Опираясь на исследования бинарных жидких растворов, в работе [44] была предложена камера постоянной чувствительности. Эта камера основана на расслоении бинарного жидкого раствора на долгоживущих ионах, образующихся в следах частиц. В такой камере в метастабильной (пересыщенной) области раствора ионы порождают центры расслоения раствора на отдельные жидкие компоненты, обладающие разными показателями преломления. Очевидно, такая камера по принципу действия является аналогом газовой диффузионной камеры, широко используемой

в экспериментальной физике. Так же, как в диффузионной камере, в рассматриваемом варианте камеры [44] метастабильная область в растворе достигается за счет задания в нем определенного градиента температуры и распределения концентрации растворенного вещества.

На рис. 5 и 6 представлены результаты расчета распределения температуры, концентрации и ширины зоны чувствительности для

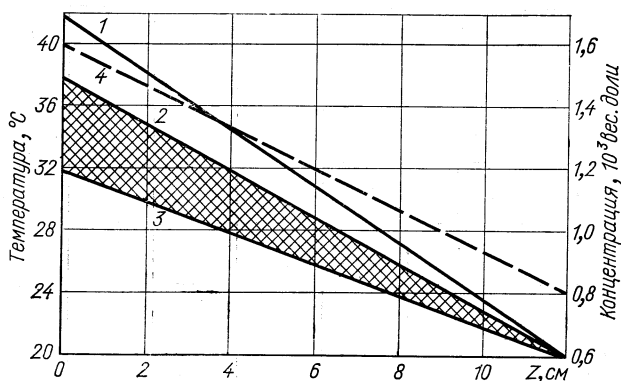


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для раствора воды в бензоле [44].

цилиндрической камеры глубиной 12 см, заполненной бинарным раствором метилового спирта в гексане и воды в бензоле соответственно.

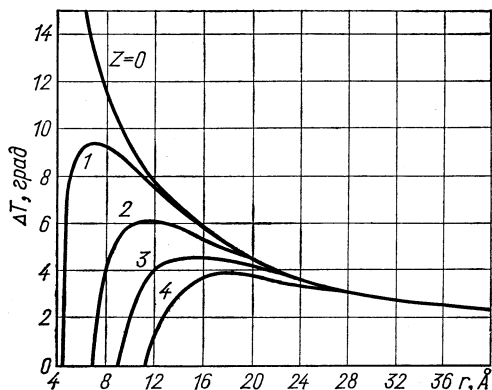
Область, заключенная между прямой 2 и кривой 3, является областью пересыщенного раствора. Часть этой области, лежащая между точками z_1 и z_2 , представляет собой зону чувствительности раствора. В этой зоне ионы являются активными центрами расщепления раствора. Отсюда следует, что принцип действия газовых диффузионных трековых камер может быть всецело перенесен на жидкостные камеры, заполняемые бинарными растворами.

3. КАМЕРЫ НА ОСНОВЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Интересная возможность создания трековой камеры связана с использованием эффекта преимущественной кристаллизации переохлажденной жидкости на ионах. Впервые это явление наблюдал Фришауэр в 1909 г. [45]. Он заметил, что β -частицы продуктов распада Ra способствуют ускоренной кристаллизации переохлажденной серы.

Позже, в 1924 г., М. А. Большанина и В. Д. Кузнецов [46] в Томском государственном университете продолжили исследования Фришауэра на чистом пиперине, который в обычных условиях легко переохлаждается и долго не кристаллизуется. Ими было установлено, что облучение переохлажденного пиперина β -частицы радия также сопровождается резким увеличением числа зародышей кристаллизации. М. А. Большанина и В. Д. Кузнецов дали качественное объяснение наблюдаемому эффекту. По их мнению, флуктуационно образующиеся в переохлажденной

Рис. 7. Зависимость равновесного переохлаждения ΔT жидкого аргона от радиуса зародыша и величины заряда z [49].



жидкости центры кристаллизации становятся более устойчивыми, если они приобретают заряд. В этом случае к молекулярным силам сцепления добавляются стягивающие электрические силы, индуцируемые зарядом.

Эти соображения послужили в последнее время толчком к теоретическому анализу фазовых переходов в переохлажденных жидкостях на ионах. Конечная цель такого анализа сводилась к оценке возможности использования явления кристаллизации жидкости на ионах для наблюдения следов частиц. Были выдвинуты две теории — тепловая [47, 48] и ионная [49, 50]. Однако первая из них недостаточно полно объясняла механизм зарождения кристаллических зародышей на следе частицы. Поэтому в последующем предпочтение было отдано ионной теории, которая в своей основе содержала более естественные предпосылки и давала результаты, хорошо совпадающие с экспериментом.

В качестве примера на рис. 7 представлены результаты выполненных в работе [49] вычислений, величины необходимого переохлаждения ΔT аргона в зависимости от равновесного радиуса зародыша. По оси ординат этого рисунка отложена величина переохлаждения ΔT , а по оси абсцисс — радиус равновесного зародыша. Из рисунка видно, что все кривые с $z \neq 0$ идут ниже

кривой спонтанного зарождения центров кристаллизации ($z = 0$). Это обстоятельство указывает на повышенную вероятность зарождения кристаллов на отдельных зарядах и заряженных комплексах. Из анализа кривых следует, что для визуализации всех ионов в жидком аргоне его необходимо переохлаждать на $9,5^\circ$. Однако на заряженных комплексах с $z \sim 3$ устойчивый рост кристаллов будет идти уже при $\Delta T = 4,5^\circ$.

Дальнейшим развитием идеи создания постоянно чувствительной камеры [49] явилось предложение В. С. Дронова [52]. Им проанализирована возможность получения в переохлажденной жидкости путем создания определенного температурного градиента зоны постоянной чувствительности к следам частиц. Он показал, что в вертикальном цилиндрическом столбе жидкости можно создать такой градиент температуры, при котором жидкость будет конвективно устойчивой и в ее толще возникнет слой, чувствительный к ионам в следах частиц.

Опыты по регистрации следов частиц в переохлажденных жидкостях. К настоящему времени Варшней и др. [47, 48, 50] выполнено подробное исследование образования треков космических частиц в переохлажденной бидистиллированной воде.

Теоретический расчет показывает, что образование треков в воде должно начинаться при ее переохлаждении на 13°C . Эта величина оказалась близкой к наблюдаемой — 10°C . При этом переохлаждении в сосуде возникали треки очень хорошего качества [50]. Начало образования треков наблюдалось уже при температуре -6°C . В интервале температур — $15-16^\circ \text{C}$ происходило интенсивное спонтанное возникновение кристаллов по всему объему жидкости.

Хорошее подтверждение теории кристаллизации переохлажденной жидкости в неоднородном электрическом поле, эквивалентном полю иона, было получено в работе Аббаса и др. [53]. Ими установлена интенсивная кристаллизация переохлажденных капель воды на тонких проводящих нитях в момент подачи высокого напряжения. Недостаток рассмотренной камеры заключается пока в трудности убирания «старых» треков.

4. КАМЕРЫ ПОСТОЯННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НА ОСНОВЕ НАГАЗИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ И ЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

В 1957 г. Гуд предложил пузырьковую камеру постоянной чувствительности [54]. Сущность его идеи заключается в том, что в слое нагазированной жидкости искусственно создается такое распределение температуры и концентрации растворенного газа, при котором в небольшой области раствора образуется пересыщение, достаточное для вскипания раствора по следу частицы.

Первые же опыты с раствором газообразного CO_2 в ацетоне, метаноле и других жидкостях, выполненные Гудом, подтвердили правильность идеи. Однако этими экспериментами были вскрыты и серьезные недостатки такого прибора. Так, в силу большой летучести растворенного в жидкости газа метастабильная область раствора могла находиться в слабо перегретом состоянии, недостаточно чувствительном к быстрым заряженным частицам и γ -квантам. По той же причине глубина чувствительного слоя была также мала и в опыте не превышала 1 см.

В последующем к этой идее вернулся Като [55] и сделал ряд усовершенствований в конструкции камеры и методе наблюдения треков, однако получить решающий успех ему также не удалось.

В этом же плане очень интересную работу выполнили Хан и др. [56]. Они создали прибор под названием «спиннер». Главной его частью является вращающийся сосуд, заполненный жидкостью. Во время вращения сосуда в центральной части объема жидкости возникает отрицательное давление, которое растягивает жидкость и делает ее чувствительной к заряженным частицам. В опыте удалось регистрировать в камере объемом 120 см^3 акты взаимодействия нейтронов с ядрами различных жидкостей, которые сопровождались образованием кавитационных полостей видимого размера. Спиннер — еще не трековая камера, однако есть все основания полагать, что при соответствующем усовершенствовании прибора в нем можно будет регистрировать и следы частиц.

5. КАМЕРЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПРОБОЕМ ПАРО-ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

С момента изобретения пузырьковых камер делаются непрерывные попытки электрического пробоя паро-газовых пузырьков в жидкостях. Цель этих исследований различна. В одних случаях физики добиваются селективной управляемости камеры путем осуществления локального разряда по следу частицы в момент закипания жидкости, так как в этом случае электрическая прочность жидкости резко снижается. В других случаях эти исследования направлены на разработку нового метода трековой регистрации частиц путем пробоя пузырьков в псевдокипящих жидкостях.

Первой попыткой применения электрического поля в камере объемом 75 см^3 явилось исследование Бертанзы и др. [57], в котором жидкий изопентан перегревался ВЧ-полем от магнетрона мощностью 250 квт на волне 10 см за время $2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ после прохождения частицы. Авторы работы полагали, что высокочастотное поле наряду с импульсным перегревом всей массы жидкости в камере будут интенсивно размножать начальные электроны как в жидкости, так и в микропузырьках, образовав-

ных частицей. Этот процесс должен был привести к интенсивному образованию микропузырьков около электронов и быстрому их росту за счет разряда. Результат был таков, что жидкость действительно вскипала, если генератор высокочастотных колебаний запускался системой после прохождения частицы. Однако возникающие пузырьки были сильно разбросаны по объему жидкости и не представляли единой картины трека.

Попытки применения высоковольтного импульсного поля в целях получения управляемого режима или улучшения работы жидкостной камеры делались и другими авторами. Так, Глезер (см. дискуссию по докладу Мартели [57]) перед расширением и в момент расширения жидкоаргоновой камеры накладывал на ее объем высоковольтный импульс высокочастотного поля и вызывал в жидкости локальный ограниченный электрический разряд. Однако ни управляемости, ни улучшения работы камеры при этом не наблюдалось. Аналогичный эксперимент был выполнен и Рогозинским (см. дискуссию по докладу Мартели [57]) с жидкогелиевой камерой, но результат был также отрицательным. Наконец, следует упомянуть работу Гольдберга [58], в которой исследовалось влияние постоянного электрического поля напряженностью 15 кВ/см на работу пропановой камеры. В опыте не было замечено никакого эффекта от этого поля.

Чтобы облегчить условия электрического разряда в жидкостной камере, Г. А. Аскарьян [59] предложил использовать для этих целей нагазированную или чистую перегретую жидкость. Он полагал, что в такой жидкости будет легче осуществить электрический пробой. Однако специальной экспериментальной проверке эта гипотеза пока не подвергалась.

Интересную идею применения электрического поля для управляемой регистрации следов частиц в жидкости выдвинул и экспериментально проверил Шарпак [60]. Он предположил, что в псевдокипящей жидкости высоковольтное импульсное поле способно вызвать электрический разряд в тех газовых пузырьках, которые пересекаются заряженной частицей. Шарпак испытал камеру, рабочим веществом в которой служило вазелиновое масло, насыщенное пузырьками инертного газа. Диаметр пузырьков составлял около 2 мм , и газ в них находился под давлением $\sim 1 \text{ атм}$. Зазор между электродами, один из которых был выполнен из сетки, составлял 6 мм . Импульсы имели амплитуду 15 кВ и длительность 1 мксек и подавались на камеру после прохождения частиц. Всякий раз при подаче импульса в камере возникал электрический разряд в тех пузырьках, которые пересекались частицей. Однако видимость треков была чрезвычайно слабой из-за большой плотности пузырьков. Это обстоятельство явилось серьезным барьером на пути создания рабочей камеры с газовыми пузырьками. Однако идея Шарпака привлекательна своей про-

стотой, и интерес физиков к ней сохранился по настоящее время [61].

Пузырьковый годоскоп с дискретными элементами. Центральная часть идеи Шарпака — регистрировать следы частиц по газовым пузырькам, в которых возникает разряд, — получила дальнейшее развитие в работах [62, 63]. В этих работах предлагается формировать паро-газовые пузырьки непосредственно на поверхности проводящих нитей и вызывать в этих пузырьках разряд. Такая камера представляет по существу симбиоз проволочной камеры и пузырькового годоскопа Шарпака.

Один вариант подобной камеры [62] прошел уже экспериментальную проверку. В опытах использовался аргон, в котором был растворен неон. В жидкость погружалась тонкая проволочка диаметром 0,1 мм, и на ее поверхности путем непрерывного нагрева генерировались газовые пузырьки размером 10^{-3} см. Потенциал на нити относительно катода составлял ~ 10 кв. Электроны со следа частицы устремлялись к поверхности нити и благодаря электрической эмиссии попадали в пузырьки газа и вызывали разряд, который затем самообрывался за счет появления пространственного заряда на стенках пузырька. Было установлено, что амплитуда ионизационного сигнала от α -частицы на сопротивлении около 100 ком при выходной емкости примерно 100 пф составляла примерно 10 мв. Эффективность регистрации частиц в опытах достигала 100%.

Достоинство данного прибора — возможность простого электрического съема информации и непрерывная чувствительность к ионизирующему излучению. Недостаток прибора — большая нестабильность в работе. Последнее порождается непрерывным подводом тепла к нити для генерирования пузырьков, что приводит к появлению температурного градиента в жидкости и, как следствие, к смещению условий образования пузырьков. Данный недостаток проявляется тем сильнее, чем больше размер счетчика и чем больше в нем число нитей. Это принципиальная трудность, и положительное разрешение ее могло бы заключаться в стабильной фиксации пузырьков на проволочке. Такая идея и развивается в работе [63]. В ней предлагается замораживать или заполимеризовывать пузырьки в диэлектрическом веществе непосредственно у поверхности проволочек. Метод инъекции электронов из следа частицы в пузырьки тот же, что и в работе [62], т. е. электроэмиссионный.

В работе [63] обсуждаются детали изготовления такого счетчика и ожидаемые его характеристики. Указывается, что для получения пузырьков с заданным составом газа жидкость предварительно следует нагазировать соответствующим газом и в момент кристаллизации произвести ее дегазацию путем снижения внешнего давления. Газ в пузырьках будет представлять

с собой смесь нагазированного газа и паров замораживаемой жидкости.

В работе [63] рассматривается также пузырьковый кристаллический детектор на основе твердого сцинтиллятора. В этом детекторе кванты света, образуемые частицей, попадают в газовые пузырьки и порождают в них электроны путем фотоэффекта с поверхности проволок. Применение сцинтиллирующего вещества освобождает от необходимости собирать электроны из объема счетчика.

Давление газа в пузырьках, в соответствии с вычислениями [64], должно быть таким, чтобы первый коэффициент Таунсенда α удовлетворял эмпирическому условию Ретера для пробоя газа $\alpha d = 20$, где d — величина искрового промежутка, приравниваемая к диаметру пузырька $2R$. В работе [63] показано, что если пузырьки заполнены неонам, то при $R = r = 10^{-2}$ см и $U = 10^3$ в давление должно составлять ~ 8 атм, при использовании аргона — 4,6 атм, гелия — 4 атм и водорода — 1,5 атм.

В работе [64] обсуждается возможность высокочастотного пробоя газа в пузырьке, пересекаемого частицей. В этом случае напряженность поля в пузырьке должна удовлетворять соотношению: $E = E_e \sqrt{1 + (78,6/P)^2}$, где P — давление газа в мм рт. ст.; E_e — так называемое эффективное поле, зависящее от частоты поля и давления газа. Величины E_e и P связаны эмпирической зависимостью $E\Lambda = f(P\Lambda)$, где Λ — размер разрядной полости, равной примерно $2R$. Данная зависимость приводится во многих книгах по ВЧ-разряду (см., например, [65]). Частота поля при этом должна быть ≥ 10 мц. Расчеты, выполненные в [64], показывают, что напряженность поля может быть существенно ниже напряженности постоянного поля для пробоя газа в пузырьках по следу частицы.

6. НИТЯНЫЕ КАМЕРЫ, ЗАПОЛНЕННЫЕ КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

В последние три года бурно развивается методика пропорциональных нитяных камер, заполняемых газовыми смесями. Начало этому направлению было положено независимо в ЦЕРНе [66] и ОИЯИ [67, 68]. Достоинство пропорциональных камер заключается в хорошей пространственной точности измерения координат следов частиц, достигающей долей мм, в высоком временном разрешении, исчисляемом примерно 20 нсек, и в хорошем энергетическом разрешении, составляющем около 15%. Пропорциональные камеры хороши также тем, что на нитях вырабатывается сигнал относительно большой амплитуды и камеры могут работать в непрерывно чувствительном режиме; т. е. такие камеры всегда готовы к «приему» частиц. Совокупность

перечисленных факторов и определила повышенный интерес физиков к этому прибору, который, по меткому определению Ледермана [14], вызвал «новую революцию в методике детектирования частиц». И все же пропорциональным камерам, как и всякому детектору, присущи свои серьезные недостатки. Главный из них заключается в малой плотности рабочего вещества — газа, используемого в детекторе. Поэтому с первых же шагов использования газовой пропорциональной камеры стали развиваться исследования по созданию проволочной пропорциональной камеры с жидкостным заполнением. Конечная цель этих исследований сводится к разработке такой камеры, в которой должны сохраниться положительные качества пропорциональной газовой камеры и появиться достоинства жидкостных трековых приборов — большая плотность рабочего вещества, используемого в качестве мишени, и сверхвысокое пространственное разрешение. Необходимость в подобных детекторах остро ощущается в технике физического эксперимента с частицами высоких энергий и особенно в опытах с нейтрино [69].

Систематическое изучение данной проблемы началось с работы Альвареца [70], в которой было дано физическое обоснование возможности создания трекового детектора на основе одноатомных жидкостей. К настоящему времени выполнено уже несколько исследований с детекторами жидкостного типа [71, 72] и предложены принципиально новые пути создания нитяных камер с жидкостным и твердотельным заполнением [73, 74].

Экспериментальное исследование счетчика, заполненного жидким аргоном и ксеноном. К настоящему времени опубликовано два таких исследования [71, 72]. Счетчики в этих работах имели типичную конструкцию счетчиков Гейгера — Мюллера. Внутренний диаметр катода составлял 6 мм, а диаметр анода-нити варьировался от 3 до 14 мкм.

В этих исследованиях были подтверждены прежде всего ранее известные факты, что в одноатомных жидкостях радиация порождает свободные электроны, которые имеют высокую подвижность (о величинах подвижностей зарядов в различных конденсированных средах см. таблицу в конце обзора). Число этих электронов в следах, например, релятивистских частиц достигает 10^4 — 10^5 см⁻¹. Новым, важным результатом в работах [71, 72] явилось обнаружение эффекта размножения первичных электронов в жидкости вблизи поверхности нити. Коэффициент размножения достигал величины 10^3 . Однако было обнаружено, вопреки ожиданию, что образование лавин происходит не по всей длине нити, а на отдельных ее участках длиной до 4 мм. На этих участках при напряженности поля у нити примерно $2 \cdot 10^6$ в/см размножение электронов носит лавинный характер, и этот процесс идет с эффективностью 100%. Суммарная длина таких «горячих» участков в случае

жидкоаргонового заполнения не превышает 20%, а для ксенонового заполнения — 30% рабочей длины нити. Число участков, места их возникновения и время жизни неконтролируемы. С повышением напряжения число горячих точек увеличивается и в счетчике возникают ложные разряды.

Длительность импульсов в жидкоаргоновом счетчике обычно составляла около 200 *мксек*, а фронта — 5 *мксек*. Значения этих характеристик для жидкого ксенона имели соответственно 100 и 5 *нсек*. Это различие авторы исследований объясняют различной подвижностью положительных ионов в жидком аргоне и жидком ксеноне. Так, для аргона она составляет $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$, а в ксеноне подвижность ионов равна подвижности электронов и составляет примерно $1800 \text{ см}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$, т. е. подвижность положительных ионов в ксеноне имеет дырочную природу. Суммарный заряд в конце лавин достигает $10^{-12}—10^{-10} \text{ к}$. Авторы отмечают, что размножение зарядов происходит крайне нестабильно даже при специально принятых мерах строгого контроля температуры среды, давления в счетчике и прикладываемого напряжения. Этот факт не нашел пока какого-либо объяснения. При работе с жидкоксеноновым заполнением счетчик при повышении напряжения до приблизительно $2 \cdot 10^6 \text{ в/см}$ переходил из режима пропорционального размножения электронов в режим работы искрового счетчика с малой эффективностью, не превышающей 1%.

В работах [71, 72] исследовался также и второй тип жидкостного счетчика — с плоской геометрией. Один из его электродов имел на рабочей поверхности калиброванные острые выступы высотой несколько *мм*. Выступы выполняли роль микросчетчиков частиц. Основные результаты, полученные с этим типом счетчика, практически совпали с характеристиками нитяного счетчика.

Возникновение «горячих» точек на нити. Давно уже было обнаружено [75—78], что разряд в жидкости сильно зависит от гидростатического давления и степени дегазации жидкости и электродов. Это явление обычно имеет насыщение при давлениях 60—80 *атм* [77]. Установлено [75, 76], что в тщательно обезгаженном жидком диэлектрике при работе вдали от точки кипения разряд практически не зависит от давления и возникает лишь при напряжении, близком к пробивному, значению. В работе [78] обнаружено возникновение ограниченного разряда в диэлектрических жидкостях только в микропузырьках газа. Особенно четко явление разряда в пузырьках наблюдается в жидкостях при температуре вблизи точки кипения.

Совокупность указанных исследований не оставляет сомнений в том, что зависимость разряда в жидкости от давления обязана участию в разряде главным образом паро-газовых пузырьков. Последние могут содержаться на электродах в готовом виде

в форме адсорбированного газа и газа, находящегося в микро-трещинах. Пузырьки могут вновь возникать в момент движения первичных зарядов и частичного размножения их на электродах. В этом плане результаты группы Альвареца наиболее полно объясняются образованием микропузырьков на проволочке.

В работе [74] предполагается, что возникновение пузырьков на проволочке происходит на микроостриях и пылинках, в окрестности которых формируется повышенная напряженность поля. Даже в случае очень малых размеров острий, не превышающих 1 мкм, их влияние на разряд и микропазрыв жидкости будет велико. Следуя работе [74], рассмотрим это утверждение более подробно. Пусть микроострия на проволочке имеют форму эллипсоида с малой полуосью b и большой — выступающей — h . Тогда поле вблизи выступа можно представить, как в работе [79]: $E \approx E_0 [1 + (1/g - 1) h^3/r^3]$, а на поверхности выступа оно равно $E = E_0 1/g$. Здесь r — переменный радиус $\geq h$; E_0 — напряженность поля в отсутствие выступа:

$$g = \frac{1 - \eta^2}{\eta^2} \left[\frac{1}{2\eta} \ln(1 + \eta)/(1 - \eta) - 1 \right], \quad \eta = 1 - b^2/h^2.$$

Если для примера принять $b = 0,2h$ и $h = 1$ мкм, то $1/g = 10$ и $E = E_0 (1 + 9 \frac{1}{r^3})$, где r — радиус, мкм. При $r = 10$ мкм поле будет превышать E_0 на 1%. На поверхности выступа поле E превысит E_0 уже в $1/g$ раз, т. е. в 10 раз. Это чрезвычайно большое перенапряжение. Если учесть теперь, что средняя длина свободного пробега электрона в поле $E \approx 2 \cdot 10^6$ в/см, на котором электрон набирает энергию, достаточную для ионизации атомов жидкого аргона, имеющих $\varphi_i = 13$ эв, равна $\lambda_i = \varphi_i/(eE) = 6 \cdot 10^{-2}$ мкм, то станет ясным, что сильное перенапряжение в окрестности выступа простирается на $r/\lambda_i = 200$ длин свободных пробегов. Это, конечно, должно существенно изменять условия развития разряда вблизи проволочки. Из приведенного анализа видно, что микронеоднородности на проволочке тем более важны в развитии разряда, чем выше плотность среды и средняя напряженность поля. Данный физический факт и лежит, по-видимому, в основе процесса образования горячих точек на проволочках, наблюдаемых в работе [72].

Способы исключения особых точек разряда на нитях.
 а. *Устранение микрошероховатостей.* Сильное влияние на развитие горячих точек на нити выдвигает требование эффективной борьбы с неоднородностями. Одним из испытанных способов удаления микрошероховатостей, который с успехом используется при изготовлении газовых счетчиков, заключается в прогреве до красного каления натянутой нити в счетчике. При этом нагреве материал нити рекристаллизуется и поверхность стано-

вится идеально гладкой. Выгорают также различные поверхностные загрязнения. Хорошие результаты по очистке поверхности проводящих нитей и притуплению микроострий дает ВЧ-разряд при низком давлении.

б. *Увеличение диаметра нити.* Снижения относительной роли микровыступов в разряде можно добиться, как предлагается в работе [74], путем увеличения диаметра нити в счетчике до «оптимального» размера, величина которого может быть установлена из следующего соотношения:

$$\frac{\int_{r_0}^R \exp[-\nu\varphi_i | e(U/r) \ln(R/r_0) dr]}{\int_{r_0}^R \exp[-\nu\varphi_i | e(U/r) \ln(R/r_0) [1 + (1/g - 1) h^3 (r - r_0 + h)^3] dr} \approx 1,$$

где ν — число соударений электрона с атомами среды на сантиметре пути; φ_i — потенциал ионизации атомов; U — напряжение на нити; r_0 — радиус нити; R — радиус корпуса счетчика. При заданных величинах h , ν , R и φ_i это соотношение можно решить численным методом и получить связь между r и U .

Покрывание проволоочки слоем диэлектрика со слабой проводимостью. Простая возможность по устранению горячих точек на проволочке указывается в работах [73, 74], которая заключается в использовании покрытия проволоочки тонким слоем диэлектрика со слабой проводимостью. Действительно, каждый участок такой нити должен работать в режиме самоограничения тока в разряде, как это имеет место, например, в работе счетчиков Гейгера с большим гасящим сопротивлением. Очевидно, что сопротивление слоя на проволочке должно удовлетворять двум условиям: $\tau = RC > \tau_+ + \tau_- \approx \tau_+$, $U - U_i < Ri_r$, где τ — постоянная времени слоя; R — его сопротивление и C — электрическая емкость; τ_+ и τ_- — время движения соответственно положительных ионов и электронов от нити до поверхности корпуса счетчика; U — рабочее напряжение; U_r — напряжение гашения и i_r — минимальный ток разряда. В случае покрытия проволоочки пленкой стекла ее толщина должна быть ≤ 1 мкм.

Заполнение счетчика одно- и многоатомной жидкостью. Выше мы видели определяющую роль фотопроцессов в образовании горячих точек на нити. Можно ожидать [74], что исключение или сильное подавление фотопроцесса должно заметно стабилизировать характеристики жидкостного счетчика, как это имеет место, например, в газовом самогасящемся счетчике. Этого можно достичь, если использовать в качестве рабочей среды многоатомную жидкость или смесь из много- и одноатомной жидкостей. Количество многоатомной добавки в смеси должно быть таким, при котором

поглощение основной доли ультрафиолетовой радиации достигалось бы на длине нескольких длин свободного пробега элементов.

В качестве добавок или рабочей молекулярной среды могут быть использованы, например, жидкие метан, этан, этилен и кремнийорганические жидкости. Их количество в качестве добавок должно составлять $< 1\%$.

Регистрация частиц с помощью проволочек, покрытых полупроводниковым слоем. До сих пор мы рассматривали счетчики, размножение зарядов в которых осуществляется в жидкой среде. Мы отметили ряд принципиальных трудностей, которые неизменно сопутствуют исследованиям по разряду в жидкостях и существенно препятствуют формированию пропорционального разряда. В качестве выхода из этого затруднения в работе [73] предлагается перенести центр тяжести основной проблемы — получение пропорционального разряда — в полупроводниковую среду. Одна из идей [73] в этом плане состоит в использовании в качестве пропорционального детектора частиц проволочек, покрытых полупроводниковым слоем и помещенных в жидкую или твердую диэлектрическую среду. Конденсированная среда в этом случае служит носителем первичных зарядов, образуемых частицей, а полупроводниковый слой на проволочке — местом для их размножения.

Физической основой работы предлагаемого детектора является существование эффекта ударной ионизации зарядов на примесных уровнях, который наблюдается во многих полупроводниках. Данный процесс размножения зарядов и предлагается в [73] использовать в нитяном счетчике с тонким полупроводниковым покрытием. Толщина полупроводниковых слоев, наносимых на проволочки, должна выбираться из условия обеспечения требуемого коэффициента размножения зарядов. Так, если принять коэффициент усиления равным 10^m и длину свободного пробега электронов, на который они набирают энергию, достаточную для ионизации атомов на примесных уровнях, равной Λ , то толщина полупроводникового слоя d может быть найдена из соотношения: $10^m = \exp(d/\Lambda)$. Отсюда следует, что $d = 2,3 m \Lambda$ или при $m = 5$ и $\Lambda = 10^{-5}$ см $d = 10^{-4}$ см. Напряженность поля E при этом должна удовлетворять условию $\Lambda E = W = 0,1$ эв или $E = = 10^4$ в/см. Здесь W — энергия ионизации атомов в веществе.

Разрешающее время детектора будет складываться из времени сбора зарядов на полупроводниковые слои и времени размножения их в слоях. Для большинства одноатомных жидкостей и диэлектрических твердых сред подвижность зарядов составляет $10^3 - 10^4$ см²·с⁻¹·сек⁻¹. Поэтому при расстояниях между нитями в несколько мм и напряженностью поля $10^3 - 10^4$ в/см разрешающее время детектора составит $10^{-6} - 10^{-7}$ сек.

Нитяной счетчик с диэлектрическим покрытием «переключающего» типа. Другая необычная возможность регистрации частиц, рассмотренная в работе [73], открывается при использовании проводящих нитей с тонким специальным покрытием из стекла на основе CdGa_2As_2 , халькогенидного стекла, а также ZnGa_2As_2 , Al_2O_3 , TiO_2 и некоторых других веществ. Эти покрытия толщиной 10^{-5} — 10^{-4} см в поле 10^5 — 10^6 в/см скачкообразно изменяют свою проводимость в 10^5 — 10^7 раз, т. е. пленки внезапно переходят из диэлектрического, непроводящего состояния в полностью проводящее состояние. При снятии поля пленки возвращаются в исходное, непроводящее состояние. Время прямого и обратного переключения составляет 10^{-6} — 10^{-7} сек.

Следуя [73], рассмотрим работу такого счетчика. Пусть нить с диэлектрическим покрытием указанного типа погружена в непроводящую жидкую среду и на нее подано отрицательное электрическое смещение ниже критической величины. Тогда на поверхности покрытия в местах прохождения частиц возникнут локальные заряды за счет поверхностной фотоионизации, возникающей в момент прохождения частицы вблизи покрытия и подтягивания зарядов из следа в веществе. Этот заряд индуцирует в слое добавочное поле

$$E = 1,6 \cdot 10^{-7} 4\pi n z / e S,$$

где E — напряженность поля в в/см; n — число зарядов z , занимающих на поверхности диэлектрического слоя площадь S в см^2 . В работе [73] показано, что поле E может достигать величины примерно $2 \cdot 10^6$ в/см. Это поле должно приводить к переключению диэлектрического слоя и формированию сигнала на нити. Детектор данного типа, как видим, является пороговым и может быть использован для определения положения следов частиц без измерения плотности ионизации.

Способ пропорционального размножения разрядов в веществе вблизи замороженных нитей. В работе [73] рассмотрена возможность размножения первичных электронов в следах частиц непосредственно в твердой рабочей среде, в которой заморожены или заполимеризованы проводящие нити. В одном из вариантов детектора вещество перед началом регистрации частиц охлаждается до температуры $T < W/k$ и искусственно активируется, т. е. в веществе заселяются электронами все уровни захвата. Здесь W — энергетическая глубина залегания донорных уровней. Затем на нити подается постоянное или импульсное электрическое напряжение, которое вызывает размножение электронов в среде за счет ионизации заселенных уровней. Заселение уровней может быть достигнуто путем холодной эмиссии электронов из проволоочки под действием высоковольтного импульса отрицательной полярности или путем внутреннего фотоэффекта.

Сцинтилляционный нитяной счетчик. В работе [63] рассматривается детектор, который представляет собой композицию из сцинтиллирующей нити [80] или капилляра, заполненного сцинтиллирующей жидкостью, и фотодиодов, оптически сопряженных с торцами нити или капилляра. В качестве фотодиодов предлагается использовать лавинные фотодиоды, способные с эффективностью 0,3 регистрировать отдельные фотоны [81, 82].

Прохождение частицы через нить вызывает в ней сцинтилляцию, которая затем регистрируется фотодиодом. Отношение амплитуд и времен появления импульсов на фотодиодах отдельных нитей может дать необходимую информацию о месте прохождения частицы в пределах длины нити, т. е. о z -координате. Диаметр нитей сейчас может быть выбран очень малым. Однако здесь есть ограничение, связанное с потерей света при многократных отражениях от поверхности. Так, в работе [83] найдено, что при диаметре сцинтиллирующей нити 1,6 мм потери света в e раз происходят на длине нити 30 мм. Такие потери происходят из-за поглощения света в микротрещинах на поверхности нитей. При улучшении качества поверхности потери света уменьшались и снижение интенсивности в e раз наблюдалось лишь на длине 80 мм. В будущем можно ожидать полного исключения поглощения света путем покрытия нити специальной однородной пленкой с показателем оптического преломления, близким к показателю преломления вещества нити.

Вместо лавинных фотодиодов можно использовать также миниатюрные каналовые фотоэлектронные умножители КФЭУ, имеющие квантовый выход фотоэлектронов $\sim 0,02$ и коэффициент усиления 10^5 — 10^9 . В этом случае выходной сигнал будет иметь достаточно большую амплитуду и может регистрироваться внешними устройствами без дополнительного усиления.

К сожалению, как КФЭУ, так и лавинные фотодиоды обладают заметным темновым током и для нормальной эксплуатации этих элементов потребуется пониженная температура.

7. ЖИДКОСТНЫЕ И ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ КАМЕРЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И РАЗРЯДНОГО ТИПОВ

В настоящее время одно из направлений исследования проблемы создания быстрой следовой камеры связывают с использованием явления свечения жидких и твердых сред под действием радиации и сильного электрического поля. Изучаются также возможности создания трекового прибора на основе применения в камерах эффекта разноможения электронов в пористых полупроводниках и диэлектриках. В некоторых исследованиях делаются интересные попытки осуществить симбиоз искровой камеры с жидкостной.

Сцинтилляционные трековые камеры гомогенного типа. Давно уже существуют сцинтилляционные камеры с электроннооптическим усилением изображения треков частиц (подробно об этом см., например, сборник статей [84]). Однако качество треков в этих камерах остается пока крайне низким, и причиной тому является слабая сцинтилляция сред под действием частиц. Для усиления этого эффекта Бок [85] предложил накладывать на сцинтилирующую среду после прохождения частицы сильное переменное электрическое поле. Расчетным путем он показал, что жидкий аргон в поле $\sim 10^5$ в/см и жидкие углеводороды в поле $\sim 9 \cdot 10^5$ в/см должны светиться так интенсивно, что частицы с минимальной ионизацией могут быть сфотографированы непосредственно, без промежуточных устройств оптического усиления. Прошло уже более десяти лет с момента публикации Бока, однако никаких сведений о реализации его идеи пока не поступило.

Изучение глобального изменения свечения жидкостей под действием радиации и электрического поля было предпринято в работах [86—88]. Цель этих исследований заключалась в выяснении особенностей поведения свободных электронов в жидкости и оценке возможности создания трекового детектора. Так, в [86] изучалась люминесценция жидкого ксенона под действием α -частиц и электрического поля 150 кв/см. Свечение жидкости регистрировалось с помощью ФЭУ. Авторы четко обнаружили усиление свечения ксенона при наложении поля, которое, по их мнению, было обязано ускорению свободных электронов, вытянутых из следов α -частиц, до энергий, превышающих энергию возбуждения атомов ксенона.

Близко по духу и цели к работам [86, 87] примыкают исследования П. И. Голубничего и др. [88], в которых с помощью двух-электродной камеры с зазором 0,4 см и ФЭУ изучалось свечение гептана, октана, ксилола и других органических жидкостей под действием постоянного электрического поля и радиации. Авторы отчетливо установили свечение жидкости при поднятии поля выше некоторого порогового значения, которое зависело от типа жидкости и характеризовалось величиной 10—50 кв/см. Свечение жидкостей имело вспышечный характер и интенсивность его была тем сильнее, чем выше напряженность поля. При облучении жидкости γ -квантами от источника Co^{60} число световых вспышек заметно увеличивалось. Гетерогенный характер свечения может быть объяснен, как думают авторы исследования, микро-разрядами и локальными возбуждениями жидкой среды на неоднородностях и микропузырьках на электродах.

Следующая серия работ [89—92] относится к изучению поведения электронов в следах частиц в жидких и твердых средах под действием электрического поля. Так, в работе [89] наблю-

дались свободные электроны как в жидком, так и в твердом аргоне. В твердом аргоне эти электроны частично размножались в полях примерно 10^5 *в/см*. Однако из-за объемной поляризации аргона автору [89] не удалось определить коэффициент размножения электронов.

Последующая проверка этого эффекта, выполненная в ОИЯИ [90—92], не подтвердила результата работы [89], т. е. в твердом аргоне не было замечено размножения электронов. В работах [90—92] был получен важный результат по эффективности вытягивания электронов из следов частиц и сбору их на плоские электроды. Так, в случае твердого аргона 100%-ный сбор электронов достигался в полях 16—18 *кв/см*. В жидком же аргоне плато по напряжению не было достигнуто вплоть до полей напряженностью 20 *кв/см*. Это поле, как думают авторы [90—92], было слабо для полного вытягивания электронов и обеспечивало оно лишь 80%-ный сбор электронов.

Аналогичные опыты, поставленные с жидким ксеноном [91, 92], показали, что насыщение электронной компоненты наступает в полях с напряженностью 33 *кв/см*. Однако суммарный сбор электронов не превышал 50%. Потерю остальных 50% электронов авторы связывают с захватом их электроотрицательными примесями.

Важный практический вывод, сделанный в работах [90, 91] заключается в том, что с помощью плоскоэлектродных детекторов, заполняемых жидким или твердым аргонem или ксеноном, можно измерять ионизационные потери релятивистских частиц с погрешностью примерно 10%. Этот вывод позволит в будущем создавать счетчики частиц с временем разрешения 1 *мксек*.

Сцинтилляционные трековые камеры гетерогенного типа. В работах [73, 93] обсуждаются идеи по созданию трековой камеры на основе сцинтиллирующего конденсированного вещества, в объем которого погружены плоские электроды специальной конструкции. В основе одной из идей, рассмотренных в [73], лежит использование эффекта размножения электронов в пористых пленках и выхода их во внешнее пространство. Этот эффект был установлен ранее в исследованиях [94, 96], в которых использовались трехслойные электроды, состоящие из металлической подложки, пористого диэлектрика и очень тонкой (около 100 Å) проводящей пленки или сетки. При наложении поля на слой диэлектрика и облучении его быстрыми частицами в диэлектрике возникает внутреннее усиление первичных электронов, которое сопровождается интенсивным выходом их из пленки. При большой напряженности поля поток выходящих электронов становится исключительно мощным. Поэтому если рядом с пленочным электродом установить коллекторный электрод, собирающий выходящие электроны, и заполнить пространство между электродами сцинтилли-

рующей средой, то эта среда под действием электронного потока, выходящего из пленки, должна светиться. В такой камере, содержащей несколько электродов, след частицы будет проявляться в виде совокупности точечных вспышек, подобно тому как это имеет место, например, в искровых камерах. Данная камера должна обладать малым разрешающим временем (10^{-6} — 10^{-7} сек)

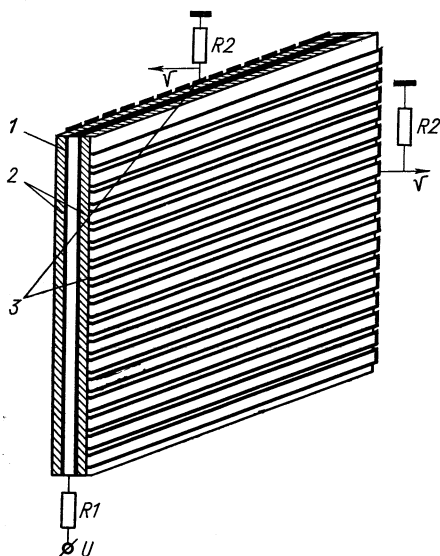


Рис. 8. Конструкция электрода пропорциональной координатной камеры [93]:

1 — проводящая подложка; 2 — пористые диэлектрические или полупроводниковые слои; 3 — проводящие полоски; U — внешнее напряжение; R_1 — ограничивающее сопротивление; R_2 — нагрузочное сопротивление.

и хорошим пространственным разрешением, не уступающим разрешению искровых камер. Электроды для камеры могут быть выполнены достаточно тонкими. В качестве проводящих слоев и сеток могут быть использованы практически любые проводящие материалы. Наилучшими же веществами для приготовления пористых пленок могут служить MgO , BaO , $NaCl$, KCl и Al_2O_3 , наносимые на проводящие подложки в виде рыхлых слоев с плотностью 3—5% плотности монокристаллов.

Координатная камера на основе размножения зарядов внутри пленочных электродов. Такая камера предложена в работе [93]. Основу ее составляют композиционные электроды, конструкция которых изображена на рис. 8. Частица, проходя электрод, пересекает в нем подложку, пористые слои и проводящие полоски. Последние, как видно из рисунка, образуют координатную сетку $x - y$. Электроны, образованные частицей в пористом слое, размножаются под действием поля и поступают на соответствующие проводящие полоски, формируя на них импульсы. Можно ожидать, что амплитуда импульсов будет пропорциональна начальной плотности электронов в следах частиц, так как рост электронных лавин в пористом диэлектрике подчинен экспоненциальному закону Таунсенда $n = n_0 \exp(\alpha d)$, где n_0 — число начальных электронов в следе частицы и n — число электронов в лавине, прошедшей всю толщину пленки; α — первый коэффициент Таунсенда. Данный закон размножения электронов в пористых

полупроводниках и диэлектриках был подтвержден во многих исследованиях с пленкой (см., например, [96—98]).

Коэффициент α в полях 10^5 — 10^6 *в/см* составляет, например, $4 \cdot 10^4$ *см⁻¹*. Поэтому суммарный коэффициент усиления электронов в электроде, имеющем, например, толщину $\delta = 10$ *мкм*, может достигать величины 10^7 — 10^8 . Пространственное разрешение координат следов частиц в электроде ожидается в несколько десятков микрон, а временное — 10^{-7} *сек*. Большим достоинством многоэлектродной камеры подобного типа является возможность заполнения ее любой средой — газом, жидкостью или твердым веществом.

Очевидно, что на основе рассмотренного принципа размножения электронов можно создавать и отдельные нитяные счетчики, которые будут содержать тонкую проволочку, покрытую рыхлым слоем и проводящей пленкой. Такие счетчики должны обладать теми же характеристиками, что и рассмотренная координатная камера. Причем если проводящую пленку выполнить из прозрачного материала, то счетчики (в том числе и камера) будут способны считать и кванты света путем размножения фотоэлектронов.

Существенным препятствием к изготовлению трековых детекторов рассмотренного типа будет служить, по-видимому, сложность технологии изготовления слоев рыхлого диэлектрика, однородных по толщине.

Искровая камера с жидкостным заполнением. В 1969 г. Риглер [99] сделал попытку осуществить искровой пробой по следу заряженной частицы в жидком аргоне, подобно тому как это делается в газовых искровых камерах. Им была изготовлена двухэлектродная камера с зазором 0,2 *см*. Питание ее осуществлялось импульсами от генератора Маркса, имеющими амплитуду до 200 *кв*, длительность 70 *нсек*, время роста переднего фронта 10 *нсек* и задержку 400 *нсек*. Управление запуском генератора производилось от сцинтилляционного телескопа, состоящего из двух счетчиков. Сцинтиллирующие кристаллы в них имели размеры 1×1 *см*, что позволяло хорошо контролировать места прохождения частиц в камере. Опыт проводился на π -мезонах от ускорителя.

В общей сложности было наблюдено $6 \cdot 10^3$ искр, из них 65% искр возникло от частиц и 35% — от случайных пробоев. Счетная характеристика камеры выходила на плато при напряженности рабочего поля 520 *кв/см*. Риглер делает оптимистический вывод относительно усовершенствования в будущем камеры и существенного повышения ее эффективности.

Оригинальное решение задачи получения треков в жидкостной камере предложено в работе Б. А. Долгошеина и др. [62, 100]. Сущность этой идеи заключается в следующем. Электроны, обра-

зуемые частицей в жидкости, предлагается вытягивать электрическим полем из объема жидкости в газовое пространство над жидкостью и в нем затем осуществлять электрический разряд, т. е. предлагается сначала осуществлять «транспортровку» следов частиц из жидкости в газ и затем их «проявлять» [62, 100]. Можно ожидать, что при умеренной глубине жидкого слоя в камере и большой подвижности в ней электронов диффузное размытие треков при их переносе будет невелико. Большая же скорость движения электронов позволит иметь камеру с достаточно малым разрешающим временем. Правда, класс жидкостей, которые могут быть использованы в такой камере, ограничен лишь одноатомными жидкостями, в которых подвижность электронов достаточно велика и переход их через границу раздела жидкость — газ не сильно затруднен. Светящийся трек в такой камере будет представлять собой одну проекцию следа частицы. Информацию о другой, глубинной координате можно получить из измерений времени дрейфа электронов через толщу жидкости от места рождения их до выхода в газ.

Экспериментальное моделирование обсуждаемой камеры [62, 100] подтвердило основное положение данной идеи. Авторы установили, что в жидком аргоне и ксеноне в поле напряженностью 10 кВ/см возможен перенос электронного изображения со скоростью 10^6 см/сек . Диффузное размытие изображения трека составляет около 10^{-3} см на одном сантиметре пути переноса. В работе [100] получены фотографии искр в газовой фазе (50% Ag + 50% Ne) от излучения α -источника, который был погружен в жидкий аргон. Искры определяли координаты α -треков в жидкости. С данной камерой пока не проводились опыты по получению треков быстрых частиц, однако принципиальных препятствий к осуществлению такого режима работы не видно.

Трековая камера на основе щелочно-галлоидных кристаллов. В работе [101] рассмотрен способ обнаружения следов заряженных частиц в щелочно-галлоидных кристаллах по F -центрам, которые возникают в этих следах. Число F -центров, которые создает быстрая частица на 1 см пути в кристалле, например NaCl, составляет $3 \cdot 10^3$. Устойчивость F -центров при подходящих условиях позволяет рассматривать кристалл как устройство, запоминающее информацию о прошедших ядерных частицах. Эту информацию можно снять, если воспользоваться способностью F -центров люминесцировать при освещении светом в их полосе поглощения. Примечательная особенность этого процесса заключается в многократном повторении циклов возбуждения и высвечивания одних и тех же центров и, таким образом, в увеличении интегрального выхода регистрируемого излучения.

8. КАМЕРЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ПЛОТНЫЙ ГАЗ

К настоящему времени выполнено несколько исследований, направленных на создание быстрой трековой камеры на основе плотного газа. Так, еще в 1957 г. Ю. Л. Соколов [33] наблюдал треки α -частиц в атмосфере воздуха, насыщенной парами спирта и воды при температуре 7°C . Суммарное давление газа в камере составляло 2 атм. Для наблюдения треков использовался теневой метод Тешлера, с помощью которого можно было фиксировать очень слабые оптические неоднородности, приводящие к рассеянию света на доли угловых минут.

Ю. Л. Соколов четко наблюдал и фотографировал кратковременное появление в камере треков. Он полагает, что оптические неоднородности в следах частиц образовывались за счет ударной волны, порождаемой мгновенным нагревом среды в момент прохождения частицы. Экстраполируя результаты своих опытов, Ю. Л. Соколов делает предположение, что оптические неоднородности в следах частиц будут проявляться тем заметнее, чем плотнее среда. В пределе им видится возможность регистрации следов частиц теневым методом в жидких и твердых средах. Автор полагает далее, что в случае жидких сред наиболее интересной температурной областью исследования является область вблизи критической точки, где происходит интенсивная генерация оптических неоднородностей.

Идеи Ю. Л. Соколова с позиции сегодняшнего дня заслуживают самого пристального внимания, так как в области развития средств наблюдения слабых оптических неоднородностей достигнута сейчас исключительно крупные успехи благодаря развитию лазерной техники.

Интересное предложение содержится в работе [102]. Сущность идеи, изложенной в этой работе, заключается в следующем. При прохождении частицы через газовую среду в ее следе образуются электроны, ионы, возбужденные молекулы и атомы как результат диссоциации молекул. В. В. Владимирский обратил внимание на возможность резонансного возбуждения атомов и ионов в следах частиц и последующей регистрации их флуоресцентного излучения. Теоретически этот метод обоснован в работе [102]. Данный метод еще не опробован в экспериментах, однако потенциальные возможности его достаточно велики.

Рассмотрим теперь предложения по плотногазовым камерам, опубликованные в последние три-четыре года.

Лазерная камера. Шнайдер [103] выдвинул оригинальную идею осуществлять локальный разряд в плотном газе по следу частицы с помощью мощного луча лазера. Луч лазера, по мнению Шнайдера, способен «нагревать» электроны, образуемые частицей, и создавать вблизи них светящуюся плазму. Яркость последней,

как показывают расчеты, будет достаточной для фотографирования трека без использования промежуточного усилителя света. Интересная особенность предложенного способа состоит в том, что передача энергии от луча лазера к электронам происходит тем интенсивнее, чем больше плотность среды. Шнайдер и др. [104] провели экспериментальную проверку этой идеи на камере, которая заполнялась аргоном до давления 20 атм. Лазер работал в импульсном режиме продолжительностью 7 нсек и развивал мощность 4 Гвт. Диаметр светового пучка в камере составлял 1,5 см. Эти исследования четко подтвердили идею. В опытах были получены яркие светящиеся точки в аргоне, образуемые электронами от источника, которые представляли собой плазменные сгустки диаметром 10^{-2} см, и из них излучалось до 10^{11} фотонов.

Исследования с лазерной камерой сейчас продолжают, и авторы работ [103, 104] надеются получить треки частиц в аргоне, находящемся под давлением 100 атм и более. Быстрый темп роста мощности излучения лазерных устройств позволил Шнайдеру сделать оптимистическое заявление о лазерной трековой камере как камере будущего.

Разрядно-конденсационная камера. Новое радикальное улучшение режима работы камеры Вильсона достигнуто в исследованиях Э. Ш. Манджавидзе и В. И. Ройнишвили [105]. Они ввели в рабочий объем камеры сеточные электроды и стали подавать на них после прохождения частиц импульсы высокого напряжения. Импульсное поле в камере производит частичное размножение электронов в следах частиц и позволяет тем самым формировать капельные треки при существенно меньших степенях расширения газа, чем это принято обычно в камерах Вильсона. Данное новшество выгодно отразилось на характеристиках камеры: улучшилось ее пространственное разрешение и резко сократилось время памяти — с 10^{-3} до 10^{-6} сек. Уменьшение коэффициента расширения газа привело к улучшению качества треков и увеличению быстродействия камеры. Такая камера эффективно может работать при больших давлениях газа и повышенных нагрузках частицами.

Камера Вильсона, наполненная плотным чистым паром. Современные камеры Вильсона обладают некоторыми принципиальными недостатками. К ним относятся главным образом малая плотность рабочей среды и большие времена роста капель и их обратного испарения. Поэтому в работе [106] было высказано предположение, что такие недостатки можно полностью устранить, если в принципе отказаться от использования в ней паро-газовой смеси, а применять только чистый газ и обеспечивать для него необходимые термодинамические условия конденсации. Действительно, если наполнить камеру Вильсона чистым газом и импульс-

но охладить его ниже точки росы, то весь газ в камере будет способен конденсироваться на ионах. Такая камера могла бы иметь большую плотность газа и обладать малыми временами роста капель и обратимого их испарения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые исследования по трековым приборам, как можно видеть из содержания обзора, имеют одну общую тенденцию, направленную на разработку быстрых и сверхбыстрых детекторов с высоким пространственным и временным разрешением и большой плотностью рабочего вещества. Будущие детекторы трекового типа должны обладать, наряду со сказанным, постоянной чувствительностью, селективной управляемостью и возможностью подключения их к единой линии с ЭВМ. Совокупность этих требований порождена нуждами современной нейтринной физики и физики частиц высоких энергий. Сейчас трудно предугадать, какой из рассмотренных в обзоре путей приведет к оптимальному решению задачи, т. е. к созданию трекового прибора универсального типа, который одновременно сочетал бы в себе весь комплекс перечисленных требований. Наиболее вероятно, что в результате проводимых исследований будет разработана целая гамма быстрых трековых детекторов, комбинируя которые, можно будет удовлетворять любые требования, выдвигаемые экспериментальной физикой.

В заключение автор считает своим долгом поблагодарить В. П. Джелепова, Б. М. Понтекорво и Л. И. Лапидуса за предложение написать данный обзор. Автор благодарит Г. И. Селиванова за просмотр рукописи и высказанные замечания. Автор глубоко признателен Р. И. Заплатиной за выполнение большого объема технической работы по оформлению обзора.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Подвижности электронов и ионов в жидких и твердых средах

Вещество	Подвижность электронов, $\text{см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$	Подвижность отрицательных ионов, $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \times \text{сек}^{-1}$	Подвижность положительных ионов, $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \times \text{сек}^{-1}$	Литература
Аргон жидкий	475	—	—	[107]
	450	—	—	[108]
	—	—	(2,3—3,2)	[109]
	—	—	0,6	[110]
	—	—	(0,6—1,0)	[111]
Аргон кристаллический	—	—	(0,4—1,5)	[112]
	10 ³	—	—	[107]
	—	—	—	—

Продолжение

Вещество	Подвижность электронов, $\text{см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$	Подвижность отрицательных ионов, $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \times \text{сек}^{-1}$	Подвижность положительных ионов, $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{е}^{-1} \times \text{сек}^{-1}$	Литература
Ксенон жидкий	2200	—	*	[107]
Ксенон кристаллический	4500	20	—	[107]
Криптон жидкий	1800	—	—	[107]
Криптон кристаллический	3700	—	—	[107]
Водород жидкий	—	16	10	[113]
Водород кристаллический	0	30	—	[114]
Дейтерий жидкий	—	9	0	[113]
Гелий жидкий	—	12	9	[114]
—	—	40	—	[113]
—	—	2,5	—	[114]
Гелий кристаллический	$1,5 \cdot 10^4$	—	$15 \cdot 10^6$	[117]
Азот жидкий	—	8	—	[113]
Кислород жидкий	—	8	—	[114]
—	—	7,8	—	[112]
Циклогексан жидкий	—	0,38	—	[115]
Гексан жидкий	—	1,11	0,64	[115]
—	—	(0,27—0,5)	—	[116]
Пентан жидкий	—	1,5	0,82	[115]
Диметилбутан жидкий	—	0,97	0,48	[115]
Диметилпропан жидкий	—	1,36	0,62	[115]
Неопентан жидкий	55	—	—	[118]
Тетраметилсилан жидкий	90	—	—	[118]

* В работе [72] установлено, что подвижности электронов и положительных ионов в жидком ксеноне равны. Это явление объясняется дырочной проводимостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleischer R. L., Price P. V., Walker R. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1965, 15, 1.
2. Medveczky L. Atomki Kozl., 1970, 12, 11.
3. Абдуллаев Х. и др. ПТЭ, 1968, 6, 64.
4. Капусцик А. и др. Препринт ОИЯИ Р-2705, 1966.
5. Абдуллаев Х. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-2961, 1966.
6. Абдуллаев Х. и др. ПТЭ, 1968, 2, 73.
7. Абдуллаев Х., Захватаев Б. Б., Перельгин В. П. «Радиобиология», 1968, 8, 765.
8. Веприк Я. М. и др. Препринт ОИЯИ Р13-4975, 1970.
9. Crannell C. J. e.a. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, 17, 337.
10. Crannell H. e.a. Science, 1969, 166, 606.

11. **Derrick M.** *Progr. Nucl. Phys.*, 1970, **11**, 223.
12. **Bullock F. W.** *Sci. Progr.*, 1970, **58**, 301.
13. **Rogers A.** *Proc. Intern. Conf. Bubble Chamber Technology*, Argonne Nat. Lab., 346, 1970.
14. **Ледерман Л.** *УФН*, 1970, **100**, 505.
15. Сб. аннотаций докладов, представленных на Международную конференцию по аппаратуре в физике высоких энергий, ОИЯИ, 13-5235, Дубна, 1970.
16. **Brown R. C. e.a.** *Nature*, 1968, **220**, 1177; Preprint CERN, D. Ph. II/USBC 70-1; 70-2, 1970.
17. **Hilke H. J.** Preprint CERN, 11/USBC 69-1, 1969.
18. **Brown R. C. A., Harigel G., Hilke H. J.** *Nucl. Instr. Methods*, 1970, **82**, 327; **Brown R. C. A. e.a.** *Proc. Intern. Conf. Bubble Chamber Tech.*, Argonne Nat. Laboratory, 376, 1970.
19. **Акуличев В. А. и др.** Сообщение ОИЯИ P13-4702, 1969; «Докл. АН СССР», 1969, **189**, 973; Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер, ОИЯИ 13-4466, 164, 1969.
20. **Александров Ю. А., Воронов Г. С., Делоне Н. Б.** *ЖЭТФ*, 1962, **43**, 1552.
21. **Santis P., Sette D., Wanderlig F.** *Nucl. Instr. Methods*, 1967, **55**, 189.
22. **Sette D., Wanderlig F.** *Phys. Rev.*, 1962, **125**, 409.
23. **Hahn V., Reacock R. N.** *Nucl. Instr. Methods*, 1963, **20**, 133; *Nuovo cimento*, 1964, **28**, 313.
24. **Hahn V.** *Scient. Rept. CERN*, 1964, **30**, 313.
25. **Finch R. D. J.** *Acoust. Soc. America*, 1964, **36**, 2287.
26. **Городенко П. Г., Образцов В. Н., Филатов Э. С.** «Докл. АН СССР», 1967, **177**, 629.
27. **Ляпидевский В. К., Суляев Р. М., Фаломкин И. В.** Препринт ОИЯИ, 884, 1962.
28. **Liberman D.** *Phys. Fluids*, 1959, **2**, 166.
29. **Noltingk V. E., Neppiras E. A.** *Proc. Phys. Soc. B*, 1950, **63**, 674; 1951, **64**, 1032.
30. **Hughes A. L.** *Proc. Intern. Conf. H.E.P., Berkeley*, 99, 1960.
31. **West C.** *Scient. Rept. CERN*, 1964, **30**, 315; *Nucl. Instr. Methods*, 1965, **33**, 361.
32. **Bertolotti M., Sette D., Wanderlingh F.** *Nucl. Instr. Methods*, 1965, **35**, 109; *Nuovo cimento*, 1964, **32**, 1182.
33. **Соколов Ю. Л.** «Атомная энергия», 1957, **3**, 544.
34. **Савченко О. В.** Отчет ОИЯИ Б1-13-4754, 1969.
35. **Оконова М. И., Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д.** Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер. ОИЯИ 13-4466, 109, 1969.
36. **Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д.** Сообщение ОИЯИ P13-5751, 1971.
37. **Акуличев В. А. и др.** Сообщение ОИЯИ P13-5327, 1971.
38. **Аскарьян Г. А.** «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1957, **32**, 1242.
39. **Frieman C. R. J.** *chem. phys.*, 1963, **39**, 988.
40. **Александров Ю. А.** Пузырьковые камеры. Под ред. Н. Б. Делоне. М., Госатомиздат, 1963.
41. **Писарев А. Ф., Бирюков В. А.** *ЖЭТФ*, 1968, **54**, 469.
42. **Лыткин Л. К. и др.** *ЖЭТФ*, 1969, **56**, 73.
43. **Лыткин Л. К. и др.** *ЖЭТФ*, 1969, **57**, 22.
44. **Писарев А. Ф.** *ЖЭТФ*, 1969, **56**, 370.
45. **Frischauer L.** *Comp. rend. Acad. sci.*, 1909, **148**, 1251.
46. **Большанина М. А., Кузнецов В. Д.** «Ж. русск. физ.-хим. об-ва», 1925, **57**, 15.
47. **Varshneya N. C.** *Boor. India Univ. Research. J.*, 1965, **8**, 1; *Proc. 10th Symp. Cosmic Rays. Elem. Particle phys. astrophys.*, 1967, **S1**, 96.
48. **Agarwal V. K., Gilra N. K.** *Nucl. Instr. Methods*, 1966, **40**, 238.
49. **Писарев А. Ф.** *ЖЭТФ*, 1968, **54**, 463.

50. Varshneya N. C. Nature, 1969, 223, 826.
51. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М., «Мир», 1964.
52. Дронов В. С. ЖЭТФ, 1970, 58, 1784.
53. Abbas M. A., Latham J. Meteorol. Soc. Japan, 1969, 47, 65.
54. Good R. Phys. Rev., 1957, 107, 1201.
55. Kato R. Rev. Scient. Instrum., 1961, 32, 926; Nuovo cimento, 19, Suppl. 1961, 10, 30.
56. Spadavecchia A., Hahn V. Helv. phys. acta, 1963, 40, 1063; Nuovo cimento, 1968, B54, 101.
57. Bertanza L. e.a. CERN, Symp., 1959, 2, 29.
58. Coldburg W. I. Amer. Phys. Soc., 1958, 1, 58.
59. Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 1956, 31, 897.
60. Charpak G. C.R. Acad. Sci., 1962, 254, 3181; Nucl. Instr. Methods, 1963, 20, 482.
61. Займидорога О. А., Иваньшин Ю. И., Черненко Л. П. Препринт ОИЯИ P13-5828, 1971.
62. Долгошейн Б. А. и др. Сб. аннотаций докладов, представленных на Международную конференцию по аппаратуре в физике высоких энергий, ОИЯИ 135235, 1970.
63. Никаноров В. И., Писарев А. Ф., Селиванов Г. И. Сообщение ОИЯИ P13-5782, 1971.
64. Писарев А. Ф. и др. Сообщение ОИЯИ P13-5277, 1970.
65. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. Перев. с англ. М., «Мир», 1969.
66. Charpak G. e.a. Nucl. Instr. Methods, 1968, 62, 262.
67. Зинов В. Г. «Бюл. изобретений», 14, кл. 21д, 18/01, 1969.
68. Бирюков В. А., Зинов В. Г., Конин А. Д. Препринт ОИЯИ P13-4627, 1969; P13-5298, 1970; ЖЭТФ, 58, 104 (1970); ПТЭ, 1971, 2, 36.
69. Зацепин Г., Понтекорво Б. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 347.
70. Alvarez L. W. Preprint UCRL-672 (1968).
71. Derenzo S. E. e.a. Preprint UCRL-19254, 1969.
72. Derenzo S. E. e.a. Preprint UCRL-20118, 1970.
73. Писарев А. Ф. Сообщение ОИЯИ P13-5623, 1971.
74. Писарев А. Ф. Сообщение ОИЯИ P13-5838, 1971.
75. Джуварлы Ч. М. и др. Электроизоляционные масла. М., Гостехиздат, 1963.
76. Балыгин И. Е. Электрическая прочность жидких диэлектриков. М.—Л.. «Энергия», 1964.
77. Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М., Гостехиздат, 1964.
78. Kao K. C., Galder Wood J. H. Proc. Instrum. Electr. Engrs, 1965, 112 597.
79. Блохинцев Д. И., Вул Б. М., Парнас Я. М. ЖТФ, 1940, 10, 357.
80. Савченко О. В. ПТЭ, 1959, 4, 142.
81. Webb P. P., McItyre R. Y. Solid State Sensors Symp. Minneapolis, Minn., 1970. New York, 1970.
82. Nispid K. e.a. Proc. IEEE, 1970, 58, 790.
83. Арсаев М. И., Соломонов В. М., Федоровский Ю. П. «Информ. бюл.», 1967, 11 (107), 32.
84. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение. Сб. статей. Перев. с англ. М.. «Мир», 1965.
85. Вокс I. E. Philos. Mag., 1958, 31, 715.
86. Долгошейн Б. А., Лебедев В. Н., Родионов Б. У. «Письма в ЖЭТФ» 1967, 6, 755.
87. Долгошейн Б. А. и др. ЖЭТФ, 1969, 56, 1152.
88. Голубничий П. И. и др. «Докл. АН СССР», 1968, 180, 828; ПТЭ, 1969, 4, 220.

89. Hutchinson G. W. *Nature*, 1948, 162, 610.
90. Голованов Л. Б. и др. Сб. аннотаций докладов, представленных на Международную конференцию по аппаратуре в физике высоких энергий. ОИЯИ 135235, 1970.
91. Голованов Л. Б. и др. Сообщение ОИЯИ P13-5404, 1970.
92. Рябцов В. Д., Силаев Е. А. Сообщение ОИЯИ P13-5402, 1970.
93. Никаноров В. И., Писарев А. Ф., Селиванов Г. И. Сообщение ОИЯИ P13-5780, 1971.
94. Mahl H. *Zeit. S. Phys.*, 1937, 38, 985.
95. Лорикян М. П., Ковалев Р. Л., Трофимчук Н. «Радиотехника и электроника», 1969, 14, 935.
96. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника, М., «Наука», 1966.
97. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия, М., Физматгиз, 1958.
98. Бронштейн И. М., Фрайман В. С. Вторичная электронная эмиссия, М., Физматгиз, 1969.
99. Riegler A. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1969, 2, 1423.
100. Долгошеин Б. А., Лебеденко В. Н., Родионов Б. У. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 11, 513.
101. Головин Б. М., Никаноров В. И., Писарев А. Ф. Сообщение ОИЯИ P13-4848, 1969.
102. Владимирский В. В. *ЖЭТФ*, 1958, 35, 556.
103. Schneider F. Preprint CERN, AR/Int. GS/63-8, 1963.
104. Schneider F., Gygi E. Preprint CERN/ISR-GS/69-46, 1969.
105. Манджavidзе З. Ш., Ройнишвили В. И. «Письма в ЖЭТФ», 1967, 5, 173; 1968, 7, 373; *Phys. Lett.*, 1968, 278, 539.
106. Писарев А. Ф., Лыткин Л. К., Толстой Н. С. Сообщение ОИЯИ P13-4807, 1969.
107. Muller L. S., Spear W. E. *Phys. Rev.*, 1968, 166, 871.
108. Schnyders H., Rice S. A., Meyer L. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15, 187.
109. Williams R. L. *Canad. J. Phys.*, 1957, 35, 134.
110. Davis H. T., Rice S. A., Meyer L. J. *Chem. Phys.*, 1962, 37, 947.
111. Henson R. L., *Phys. Rev.*, 1964, 135, 1002.
112. Dey T. H., Lewis T. J. L. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1968, D2, 1, 1019.
113. Гачечиладзе И. А., Кешишнев К. О., Шальников А. И. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 231, 234.
114. Halpern B., Gomer R. J. *Chem. Phys.*, 1969, 51, 1031.
115. Tewari P. H., Freman G. R. J. *Chem. Phys.*, 1968, 49, 4394.
116. Essez V., Secker P. E., *Brit. J. Appl. Phys.*, 1968, D1, 63.
117. Blaisse B. S., Goldschvarz J. M., Slagter P. C. *Cryogenics*, 1970, 10, 163.
118. Schmidt W. F., Allen A. O. J. *Chem. Phys.*, 1969, 50, 5037; 1970, 52, 4788.