

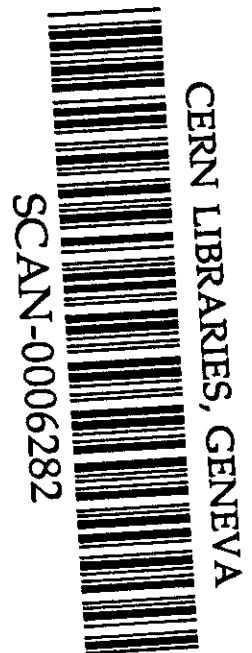


**Институт теоретической и
экспериментальной физики**

34 - 99

**А.С. Барабаш, С.Г. Белогуров, В.Н. Корноухов,
В.Ф. Кузичев, В.Н. Стеханов**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ
СВОЙСТВ ЖИДКОГО И
ГАЗООБРАЗНОГО ДЕЙТЕРОМЕТАНА**



Москва 1999

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ЖИДКОГО И ГАЗООБРАЗНОГО ДЕЙТЕРО-
МЕТАНА: Препринт ИТЭФ 34-99/

А.С.Варабаш, С.Г.Белогуров и др. - М., 1999 - 16 с.

Продемонстрирована работоспособность импульсной ионизационной камеры заполненной жидким дейтерометаном. С помощью адсорбента "никель на кизельгуре" получен дейтерометан с содержанием электроотрицательных примесей на уровне $3 \cdot 10^{-9}$ экв. O_2 . Измерены скорости дрейфа в жидком и газообразном дейтерометане, определена средняя энергия расходуемая на образование одной электрон-ионной пары в газообразном CD_4 при ионизации α -частицами. $W = 29.05 \pm 0.12$ эВ. Измерены зависимости выхода заряда с треков частиц от напряженности электрического поля в жидком и сжатом дейтерометане. Проанализировано уравнение Больцмана для избыточных электронов. Найдена зависимость от энергии сечения неупругих столкновений электронов с молекулами дейтерометана

STUDY OF ELECTRONIC PROPERTIES OF GASEOUS AND LIQUID
DEUTEROMETHANE

A.S. Barabash, S.G. Belogurov, V.N. Kornoukhov, V.F. Kuzichev, V.N. Stekhanov

The serviceability of a pulse ionization chamber filled with liquid deuteromethane is proved experimentally. Deuteromethane with the level of electro-negative impurities of $3 \cdot 10^{-9}$ equiv. O_2 has been obtained using Ni/SiO₂ adsorbent. Drift velocities of excess electrons were measured in liquid and gaseous deuteromethane. W-value of deuteromethane is determined for α -ionization, $W = 29.05 \pm 0.12$ eV. The electric field dependences of ionization yield in liquid and pressurized deuteromethane are measured. Boltzman equation is considered for excess electrons. Energy dependence of inelastic cross section for electrons in deuteromethane is derived.

Рис. - 8, список лит. - 22 наим.

1. Введение

В работе /1/ обсуждалась возможность постановки эксперимента по регистрации солнечных нейтрино из борного цикла в реакции



с помощью ионизационной камеры на жидком дейтерометане (см. также /2-4/). Эта реакция обладает наибольшим сечением среди всех известных реакций и, кроме того, имеется достаточно большая асимметрия вылета электронов относительно направления полета нейтрино (отношение сечений вылета электронов вперед-назад равно трем), что позволяет связать наблюдаемый эффект с Солнцем. Было показано, что при достаточно малой массе детектора (всего 10-15 тонн) можно уверенно наблюдать нейтрино от Солнца. В работе /5/ было отмечено, что добавка 5-10% CD₄ в жидкий аргон в детекторе проекта ICARUS /6/ позволит регистрировать в этом эксперименте реакцию (1), наряду с ν -рассеянием и поглощением ν ядрами ⁴⁰Ar. Регистрация же солнечных нейтрино с измерением энергетического спектра нейтрино представляет особый интерес в связи с открытием нейтринных осцилляций /7/ и обнаружением аномалии в энергетическом спектре борных нейтрино /8/. Перечисленные выше предложения экспериментов с дейтерометаном строились в предположении, что электронные свойства CD₄ и CH₄ примерно одинаковы. Ионизационные камеры на жидком метане были созданы и успешно испытаны много лет назад /2,3,9,10/, измерения же с CD₄ выполнены не были. Информация об электронных свойствах жидкого дейтерометана в литературе отсутствует, а по газообразному дейтерометану она крайне ограничена /11,12/. Ранее /13/ мы сообщили о наблюдении комптоновского спектра от источника ²²Na с помощью детектора на жидком дейтерометане. Целью данной работы является изучение некоторых, важных для применений в детекторах, электронных свойств жидкого и газообразного дейтерометана и сравнение их со свойствами метана.

2. Экспериментальная установка

Плоская ионизационная камера с сеткой и система термостатирования, использованные в данной работе (рис. 1), аналогичны детектору электроотрицательных примесей, описанному в /14/. Все электроды сделаны из нержавеющей стали. Электроды расположены горизонтально, причем сверху помещен катод. Внешний диаметр всех электродов 50 мм. Расстояние между катодом и сеткой 20 мм, а между сеткой и анодом 4.3 мм. Сетка намотана проволокой из NiCr диаметром 0.1 мм с шагом 0.9 мм. Диаметр рабочей области, определяемый внутренним диаметром кольца сеточного электрода, равен 40 мм. На катоде установлен α -источник ^{239}Pu ($E_\alpha=5,15$ МэВ). Источник имеет форму диска, α -частицы попадают в объем камеры через коллимирующее отверстие диаметром 1 мм и глубиной 0.5 мм. В некоторых измерениях использовался внешний γ -источник ^{22}Na (энергия γ -квантов – 1.275 МэВ, максимальная энергия комптоновских электронов отдачи – 1.068 МэВ). Газовая система включает в себя охлаждаемый баллон для дейтерометана в термостате (Т), два адсорбента (А) — патроны с активированным углем и "никелем на кизельгуре" (Ni/SiO_2) и механический фильтр. Адсорбент "никель на кизельгуре" перед использованием подвергся процедуре восстановления, заключавшейся в нагреве до 400 °С и пропускании потока водорода в течение 8 часов. Подробнее подготовка подобных адсорбентов описана в /15/. Температура дейтерометана контролировалась по давлению насыщенных паров.

Регистрируемый сигнал поступает с анода на зарядочувствительный предусилитель (ПУ), затем на формирующий усилитель (ФУ) и на АЦП. Набор и обработка спектра осуществляются с помощью персонального компьютера (РС). При определении скоростей дрейфа сигнал после предусилителя подается сразу на осциллограф (О). Полоса пропускания предусилителя и осциллографа составляет 90 МГц. Для энергетических калибровок камера заполнялась промышленным газообразным аргоном чистым марки "А" или метаном "ОВЧ", пропущенными через адсорбент "никель на кизельгуре". Дейтерометан для данной работы был синтезирован по нашему заказу в одной из российских лабораторий. Проверка на масс-спектрометре показала, что степень дейтерирования превышает 96%.

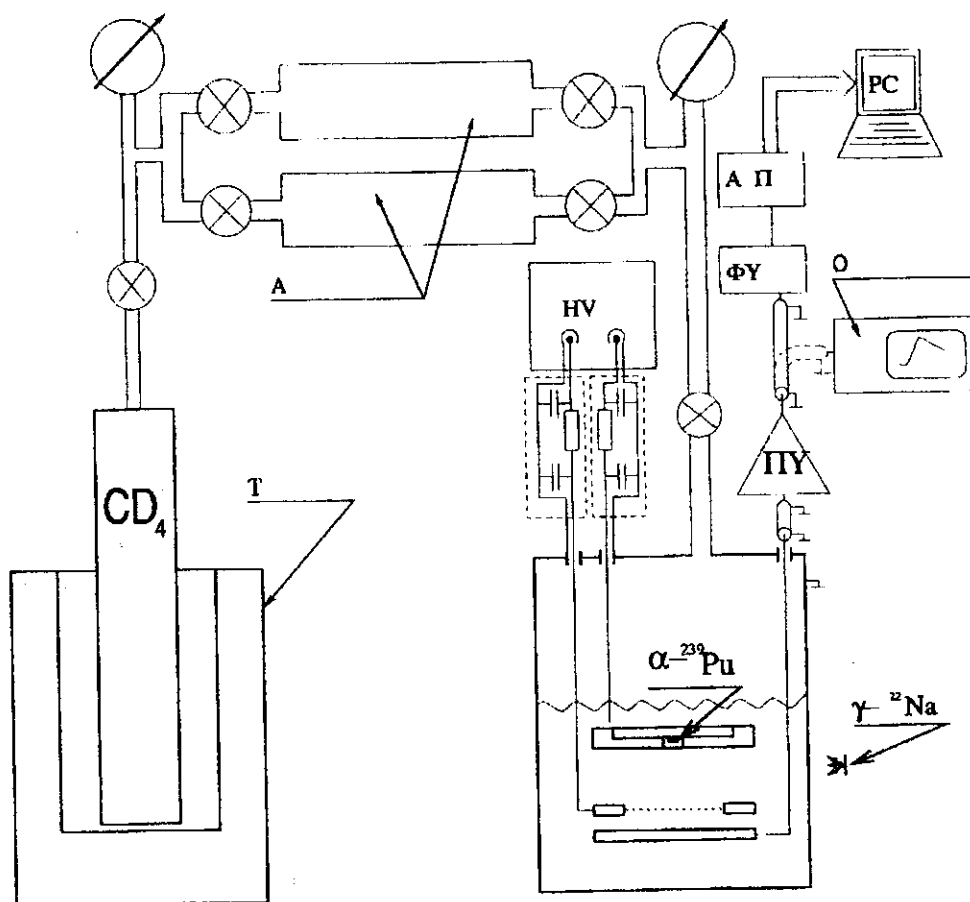


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

3. Очистка дейтерометана и контроль чистоты

Известен целый ряд способов очистки метана от электроотрицательных примесей: горячие геттеры, молекулярные сита и т.д. /3,15/. В данной работе для предварительной очистки дейтерометана мы использовали многократную дистилляцию и активированный уголь, охлажденный до 110 К. Окончательная же очистка проводилась с помощью адсорбента "никель на кизельгуре". При каждом заполнении камеры баллон с дейтерометаном охлаждался до 120 К, что позволяло удерживать в баллоне часть примесей. Затем, дейтерометан пропусклся через адсорбент "никель на кизельгуре". Контроль чистоты осуществлялся так же как в работе /14/. В камере поддерживалось давление насыщенных паров равное 2.5 атм., при этом пробег α -частиц не превышал 9 мм. Камера заполнялась жидким дейтерометаном до уровня на 1 мм. выше сетки. На электроды подавались напряжения, при которых отношение напряженностей поля в жидкости в зазорах сетка-анод и катод-сетка

равно трем, что обеспечивало полную прозрачность сетки к дрейфующим электронам. При выборе напряжений диэлектрическая проницаемость жидкого дейтерометана принималась равной $\epsilon = 1.6$, как в жидком метане /3/. Регистрировался спектр сигналов от α -источника. Затем, уровень заливки повышался на 10 мм. Напряжение на катоде изменялось так, чтобы напряженность поля в жидкости оставалась постоянной и спектр набирался еще раз. Отношение наиболее вероятных амплитуд в первом и втором измерениях описывается соотношением

$$\ln \frac{A_1}{A_2} = KCX,$$

где K - константа прилипания электронов к кислороду, $(ppm \cdot \text{мм})^{-1}$; C - концентрация кислорода, ppm ; X - длина дрейфа, мм. Для величины K мы использовали значение, рекомендованное для жидкого метана /9/: $K = \frac{1.4}{E}$, где E - в кВ/см. Измерения проводились при $E = 30, 50$ и 100 В/см. В результате установлено, что чистота жидкости составила $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ экв. O_2 , что соответствует длине дрейфа электронов до захвата $l = 50$ см в поле $E = 2$ кВ/см.

4. Энергетическая калибровка и определение средней энергии расходуемой на образование электрон-ионной пары

Для энергетической калибровки тракта в камеру запускался газообразный аргон под давлением 3 атм. ($T = 293$ К) при этом пробег α -частиц с энергией 5.15 МэВ составляет 9 мм, т.е. полностью укладывается в промежутке катод-сетка. Измерялась зависимость амплитуды сигнала от приложенных напряжений, отношение напряженностей в зазорах сетка-анод и катод-сетка поддерживалось постоянным, равным 3. Амплитуда насыщения определялась в аргоне с точностью 1%. Для средней энергии образования электрон-ионной пары в аргоне при ионизации альфа-частицами использовалось значение 26.38 эВ /16/. Затем, аналогичные измерения проводились с метаном под давлением 4 атм. и дейтерометаном под тем же давлением (пробег α -частиц - 1.3 см). Точность определения амплитуды насыщения в метане и дейтерометане составила 0.3%. На основе аргоновой калибровки определены средние энергии образования электрон-ионной пары в метане и дейтерометане, они составили $W_{CH_4} = 29.3 \pm 0.3$ эВ и $W_{CD_4} = 29.1 \pm 0.3$ эВ соответственно. Результат для метана хорошо согласуется с данными /17/, где приведено значение $W_{CH_4} = 29.18 \pm 0.22$ эВ.

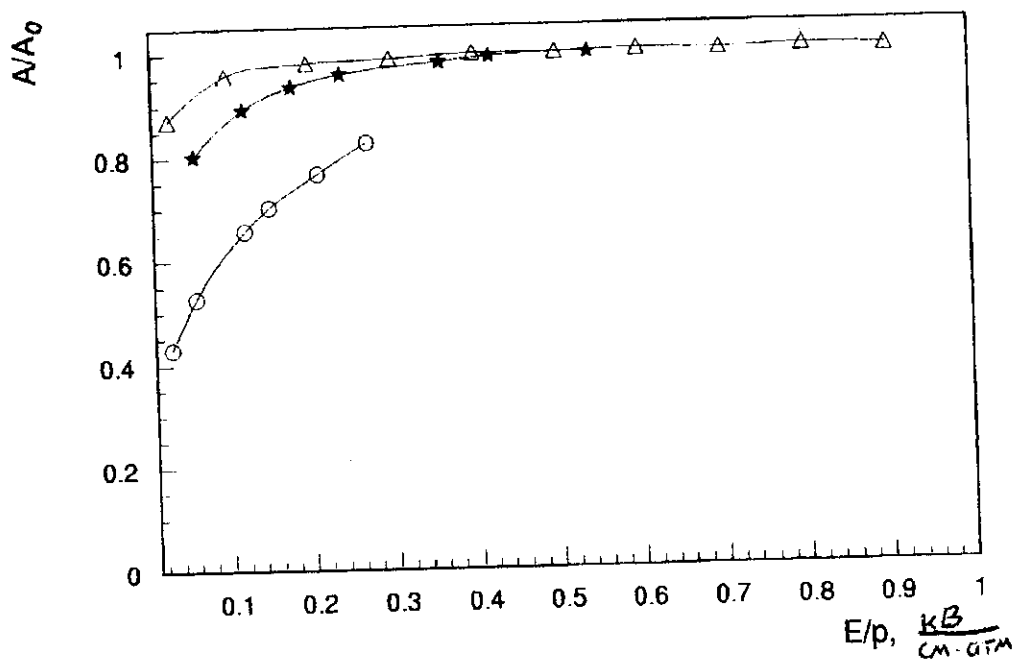


Рис. 2. Зависимость выхода электронов ионизации с треков α -частиц ($E_\alpha = 5.15$ МэВ) в газообразном дейтерометане от приведенной напряженности электрического поля, (Δ - ($p=3$ атм.) \star - ($p=5$ атм.) \circ - ($p=10$ атм.)

Невысокая точность определения амплитуды насыщения в аргоне связана с тем, что практически сразу после выхода на плато в зависимости амплитуды от напряжения становится заметным газовое усиление. В метане и дейтерометане газовое усиление при подававшихся напряжениях не наблюдалось. Поэтому точность определения амплитуды насыщения значительно выше и связана, в основном, с неопределенностью функции отклика детектора. Для сравнения дейтерометана и метана интересно определить отношение амплитуд насыщения, равное отношению средних энергий образования электрон-ионной пары, в этих газах. Это отношение можно измерить с высокой точностью, так как систематические ошибки, связанные с неопределенностью функции отклика детектора, не дают вклада в результат. В наших измерениях это отношение составило $\frac{W_{CH_4}}{W_{CD_4}} = 1.008 \pm 0.002$, что можно сопоставить с данными, полученными в токовом режиме для β -ионизации со средней энергией частиц 18 кэВ, т.е. в существенно иных условиях /18/. Для отношения ионизационных токов приводится значение $\frac{I_{CD_4}}{I_{CH_4}} = 1.006 \pm 0.001$. Видно, что результаты совпадают в пределах ошибок. Некоторая попытка качественного объяснения отличия ионизационных токов в дейтерированных и недейтерированных газах была сделана в работе /19/.

однако, четкое понимание пока что отсутствует.

Комбинируя наш результат для $\frac{W_{CH_4}}{W_{CD_4}} = 1.008 \pm 0.002$ с данными из работы /17/ для отношения ионизационных выходов в аргоне и метане $\frac{I_{CH_4}}{I_{Ar}} = 0.901 \pm 0.003$ и используя результат /16/ для средней энергии образования электрон-ионной пары в аргоне при альфа-ионизации $W_{Ar} = 26.38 \pm 0.04$ эВ, окончательно получаем $W_{CD_4} = 29.05 \pm 0.12$ эВ.

На рис. 2 приведены зависимости выхода заряда с треков α - частиц в газообразном CD_4 от приведенной напряженности поля ($\frac{E}{p}$) в рабочем объеме при разных давлениях. Видно, что при повышении давления важную роль начинает играть рекомбинация на треке, как это и должно быть в молекулярных газах.

5. Измерение скоростей дрейфа в газообразных CD_4 и CH_4

Измерения проводились в полях от 0.1 до 3 кВ/см при давлении 1 атм. ($T=293$ К) При таком давлении пробег α -частиц составляет 5.2 см, т.е. значительно превосходит размер рабочей области камеры. Мы использовали тот факт, что трек α - частицы является практически прямолинейным. Импульсы, соответствующие трекам, проходящим через

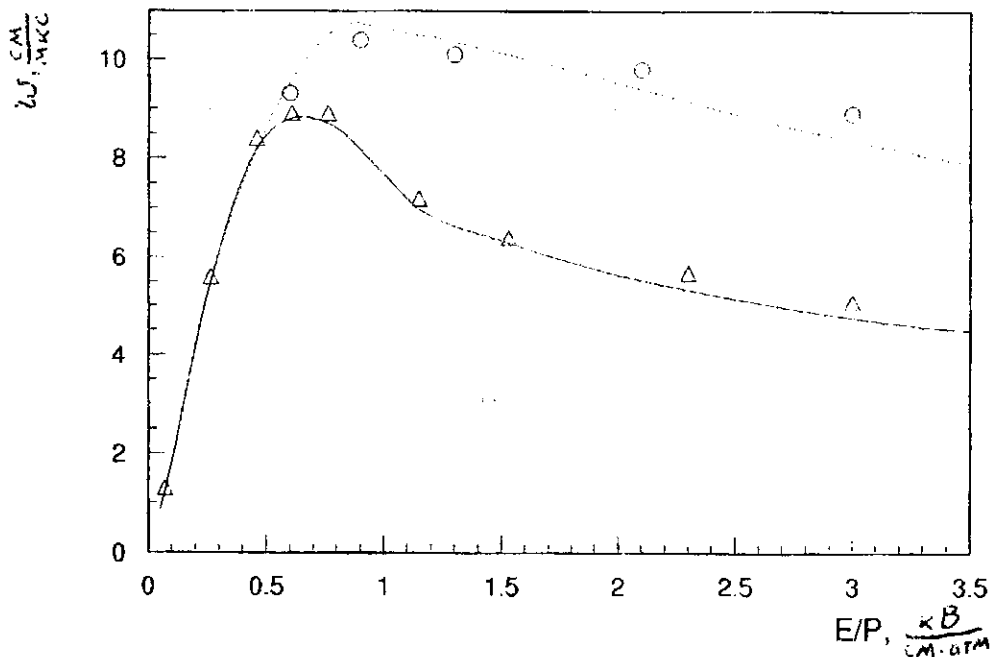


Рис. 3. Скорость дрейфа электронов в газах при комнатной температуре, \circ — CH_4 , данная работа, \cdots — CH_4 /11/, Δ — CD_4 данная работа, $—$ — CD_4 /11/

сетку, т.е. направленным к оси камеры под углами меньшими 37° , имеют

одинаковую длительность фронта. Эта длительность равна: $t_f = \frac{AC}{w_{dr}}$, где AC — расстояние между анодом и катодом, w_{dr} — скорость дрейфа при данной напряженности поля. Напряженность поля в зазорах одинакова. Погрешность определения скорости дрейфа этим методом составляет $\sim 5\%$ и обусловлена, в основном, точностью определения длительности фронта по осциллографу. Были проведены измерения как с дейтерометаном, так и с метаном. Результаты представлены на рис. 3. Там же приведены данные из работы /11/, полученные при давлениях до 25 мм. рт. ст. Видно, что результаты практически совпадают, несмотря на увеличение давления более чем в 30 раз. Интересно отметить существенное отличие в кривых для CH_4 и CD_4 . Природа изотопического эффекта в зависимости скорости дрейфа от напряженности электрического поля обсуждена далее в разделе 8.

6. Измерение выхода заряда с треков релятивистских электронов в жидком дейтерометане.

Для проведения этих измерений камера заполнялась жидким дейтерометаном до уровня выше катода, при этом сигнал от α -источника исчезал из-за сильной рекомбинации ионизационных электронов на треках α -частиц в жидкости. Измерения проводились при температуре 120 К. Соотношение напряженностей полей в зазорах поддерживалось равным 3. Детектор облучался внешним источником γ -квантов ^{22}Na ($E_\gamma = 1.275$ МэВ). Набирался амплитудный спектр ионизационных импульсов от комптоновских электронов. Верхняя граница комптоновского спектра определялась путем дифференцирования экспериментального распределения и нахождения положения максимума. Точность определения ионизационного выхода составила около 10% и связана, в основном, с точностью нахождения положения края комптоновского спектра. Полученная зависимость ионизационного выхода с трека от напряженности поля в зазоре катод-сетка приведена на рис. 4. На этом же рисунке для сравнения приведены результаты подобных измерений в метане /9/. Видно, что, подобно метану, поля напряженностью порядка нескольких кВ/см недостаточны для достижения насыщения. Апроксимированное значение выхода при нулевом поле составило в наших измерениях $G_0 = 0.6$ электрон-ионных пар на 100 эВ потерянной энергии. Таким образом, с точностью $\sim 10\%$ результаты для дейтерометана и метана совпадают.

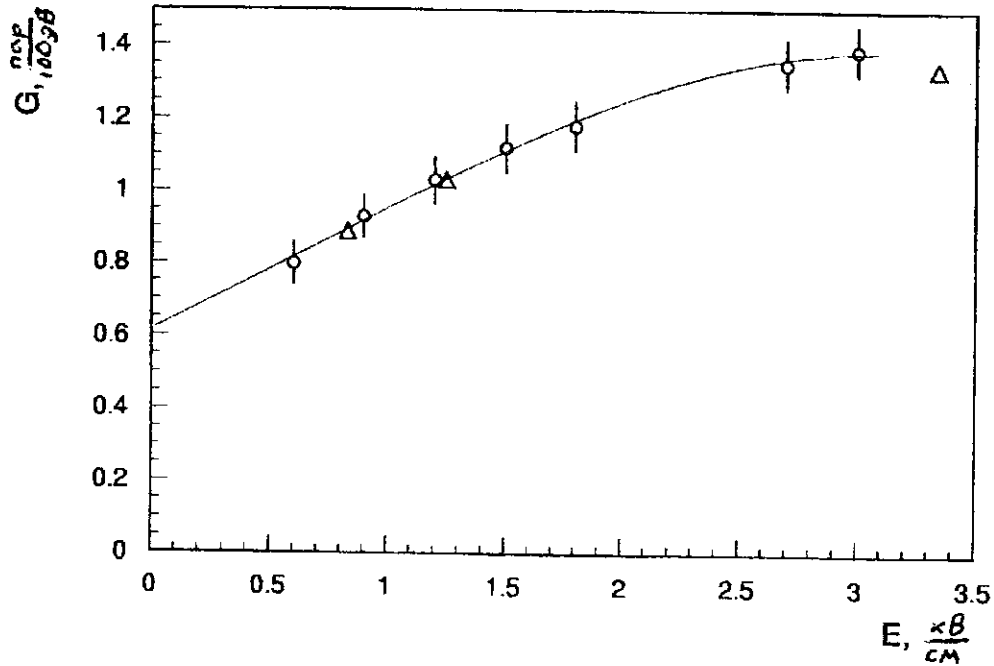


Рис. 4. Выход электронов ионизации с треков релятивистских электронов в жидком CD_4 при температуре 120 К, $E_e=1.068$ МэВ, o— CD_4 , данная работа, Δ — CH_4 /9/

7. Измерения скорости дрейфа в жидком дейтерометане

Измерения проводились при температурах 111 К и 120 К, что соответствует давлению насыщенных паров 1 атм. и 2 атм. Камера заполнялась жидким дейтерометаном до уровня на 1.5 мм ниже катода. При этом в газовой фазе умещалось, в зависимости от ориентации, от 0.1 до 0.2 длины трека при $T=111$ К и от 0.2 до 0.4 при $T=120$ К. Это приводило к разбросу амплитуд импульсов при полном совпадении их формы и характерных времен. Для определения скорости дрейфа измерялось время прохождения ионизационными электронами слоя жидкости, расположенного над сеткой. Толщина этого слоя — 18.5 мм. Для того, чтобы время движения электронов над сеткой можно было определить, наблюдая сигнал, снимаемый с анода, была применена следующая методика. Напряжение на сетку подавалось через резистор сопротивлением 100 МОм. В результате этого, в масштабе времен порядка длительности импульса, сетка работала как изолированный проводник и, благодаря явлению электростатической индукции, сигнал наводимый дрейфующим зарядом на сетку, передавался на анод. Как и в большинстве других измерений, напряженность поля в зазоре сетка-анод была в 3 раза выше напряженности поля над сеткой. При прохождении электронов

через сетку происходило увеличение скорости дрейфа, вследствие чего на анодном импульсе наблюдалось резкое увеличение крутизны фронта (рис. 5).

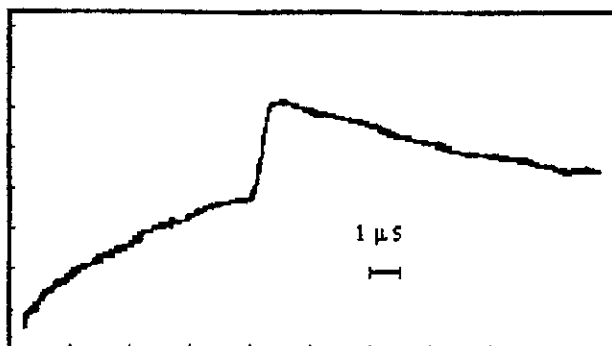


Рис. 5. Форма импульса с анода, наблюдавшаяся при измерении скорости дрейфа в жидком дейтерометане

В этих измерениях точность определения расстояния составила 3%, точность измерения времени дрейфа по осциллографу — 3–4%, время прохождения электронами газовой фазы составляло менее 1% от полного времени дрейфа. В результате, точность измерения скорости дрейфа составила около 5%. Получены линейные зависимости скорости дрейфа от поля, см. рис. 6. При $T=111$ К подвижность оказалась равна $\mu_{111} = 400 \pm 30 \frac{\text{cm}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$, а при $T=120$ К — $\mu_{120} = 310 \pm 20 \frac{\text{cm}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$. Эти данные совпадают с результатом /20/ для метана, как по величине подвижности, так и по характеру зависимости $\mu(T)$, однако, они примерно на 15% ниже результата из работы /21/.

Отметим, что разброс данных об электронных свойствах жидкого метана и точность измерений позволяют говорить лишь о близости параметров жидких дейтерометана и метана в пределах 10–15%, ни утверждая, ни опровергая наличие более тонких отличий. Однако учитывая, что в исследованном диапазоне полей средняя энергия электронов в жидкости мала по сравнению с порогом колебательных возбуждений молекулы, следует ожидать, что отличие свойств метана и дейтерометана в жидкой фазе будет меньше чем в газе, где несовпадение колебательных уровней приводит к измеримым эффектам, на уровне 10–15% в скорости дрейфа и $\sim 1\%$ в величине W .

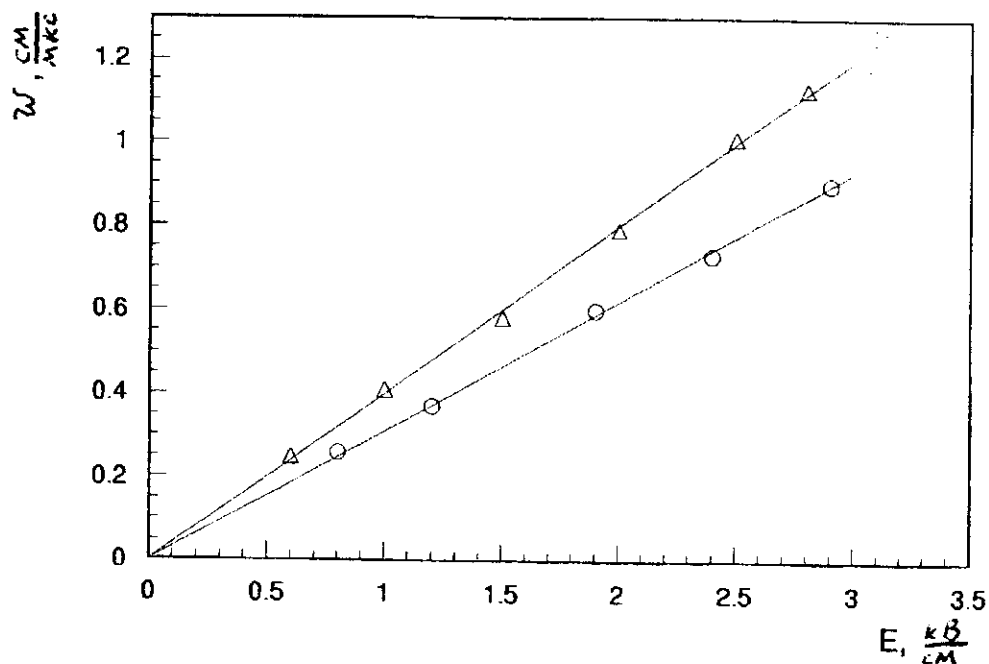


Рис. 6. Скорость дрейфа электронов в жидком CD_4 , o— $T=120K$, Δ — $T=111K$

8. Определение сечения неупругого рассеяния электрона на молекуле дейтерометана

Из рис. 3 видно, что скорость дрейфа электронов в дейтерометане значительно ниже, чем в метане. Согласно кинетической теории подвижность описывается выражением

$$\mu = \frac{w}{E} = -\frac{e(2/m)^{0.5}}{3N} \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{Q_m(\varepsilon)} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon,$$

где w - скорость дрейфа, E - напряженность поля, f - функция распределения электронов по скоростям ($\text{эВ}^{-1.5}$), а $F = f\sqrt{\varepsilon}$ - функция распределения электронов по энергиям (ФРЕЕ). $Q_m(\varepsilon)$ (см^2) - сечение столкновений с передачей импульса. Функция f может быть найдена из уравнения Больцмана /11/

$$\begin{aligned} & \frac{(eE)^2}{3} \frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon}{NQ_m} \frac{df}{d\varepsilon} \right) + \frac{2m}{M} \frac{d}{d\varepsilon} (\varepsilon^2 NQ_m f) + \frac{2mkT}{M} \frac{d}{d\varepsilon} \left(\varepsilon^2 NQ_m \frac{df}{d\varepsilon} \right) + \\ & + \sum_j [(\varepsilon + \varepsilon_j) f(\varepsilon + \varepsilon_j) NQ_j(\varepsilon + \varepsilon_j) - \varepsilon f(\varepsilon) NQ_j(\varepsilon)] = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

здесь N - концентрация молекул (см^{-3}), Q_i - сечение неупругих столкновений, M - масса молекулы, m - масса электрона, kT - тепловая

энергия (эВ), e - заряд электрона (в используемой системе он равен 1). Столкновения электронов с возбужденными молекулами (сверхупругие) в расчет не приняты. Для дальнейшего анализа удобно домножить (2) на малый энергетический интервал $\Delta\varepsilon$ и переписать в виде

$$\frac{(eE)^2}{3} \Delta \left(\frac{\varepsilon}{NQ_m} \frac{df}{d\varepsilon} \right) + \frac{2m}{M} \Delta(\varepsilon^2 NQ_m f) + \frac{2mkT}{M} \Delta \left(\varepsilon^2 NQ_m \frac{df}{d\varepsilon} \right) + (\sum_j [(\varepsilon + \varepsilon_j) f(\varepsilon + \varepsilon_j) NQ_j(\varepsilon + \varepsilon_j) - \varepsilon f(\varepsilon) NQ_j(\varepsilon)]) \Delta\varepsilon = 0 \quad (3)$$

Сечения неупругих столкновений и столкновений с передачей импульса определяются обычно из данных о коэффициенте диффузии и скорости дрейфа в чистых газах. Знание сечений позволяет, например, предсказывать транспортные свойства смесей. В работе /11/ были проанализированы данные о диффузии и дрейфе электронов в метане. Было показано, что из неупругих возбуждений существенны только колебательные. Были найдены $Q_m(\varepsilon)$ и $Q_i(\varepsilon)$. В реальном спектре возбуждения присутствуют различные колебательные моды, однако для успешного описания транспорта электронов оказалось достаточно учесть лишь моду F_2 с пороговой энергией 0.162 эВ. Полученные зависимости $Q_m(\varepsilon)$ и $Q_i(\varepsilon)$ приведены на рис. 7. В данной работе мы получим $Q_m(\varepsilon)$ и $Q_i(\varepsilon)$ для дейтерометана.

Сечение столкновений с передачей импульса $Q_m(\varepsilon)$ определяется исключительно электронной частью волновой функции молекулы, которая практически не зависит от массы ядра водорода. Таким образом для $Q_m(\varepsilon)$ в дейтерометане мы воспользуемся известными данными для метана. Проследим как изменяется уравнение (3) при переходе от метана к дейтерометану. Первое слагаемое (I), которое описывает приток электронов в единицу времени в энергетический интервал $\Delta\varepsilon$ за счет работы электрического поля, не изменится. Второе и третье слагаемые (II, III), описывающие убыль и прибыль энергии электронов в тепловых упругих столкновениях, уменьшатся в $\frac{M_{CD_4}}{M_{CH_4}} = 1.25$ раз. В четвертом слагаемом (IV), описывающем изменение числа электронов в $\Delta\varepsilon$ за счет неупругих столкновений, произойдет изменение порога с 0.162 эВ до 0.123 эВ в соответствии с изменением частоты колебания при увеличении эффективной массы системы. Мы будем искать эффективное неупругое сечение в дейтерометане в виде $\alpha \cdot Q_{i_{CH_4}}(\frac{162}{123}\varepsilon)$, где $Q_{i_{CH_4}}$ - известное из /11/ неупругое сечение метана, α - единственный параметр подгонки.

Авторы /11/ решали уравнение Больцмана следуя классическому методу /22/. Мы воспользовались итерационным методом решения.

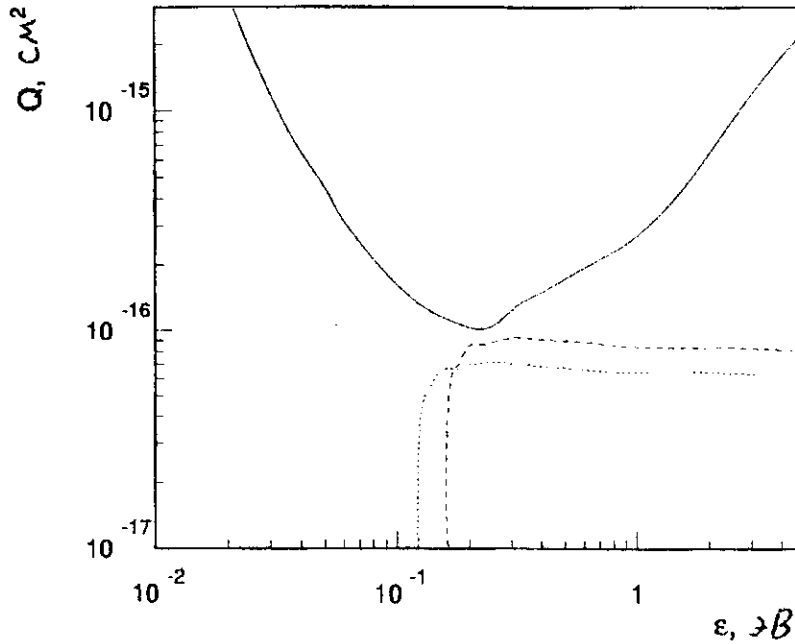


Рис. 7. Сечение столкновений с передачей импульса для электронов в метане (сплошная линия). Сечения неупругих взаимодействий электронов в метане (штриховая линия) и дейтерометане (пунктирная линия).

В произвольном случае правая часть уравнения (2) содержит не 0, а $\frac{d(\sqrt{\epsilon}f(\epsilon))}{dt}\Delta\epsilon$. Многократное изменение заселенности каждого энергетического интервала на величину пропорциональную правой части позволяет получить стационарную ФРЕЕ. Являясь менее красивым с точки зрения искусства решения дифференциальных уравнений и требуя больших вычислительных мощностей, итерационный метод позволяет тем не менее, легко оценивать вклад каждого из процессов в энергетический обмен и эволюцию нестационарной ФРЕЕ с течением времени. Например, в рассмотренном интервале полей (0.6-2.4 В/(см·мм.рт.ст)) слагаемые II и III оказались на 4-7 порядков ниже, чем слагаемые I и IV, т.е. тепловые члены не оказывают заметного влияния на ФРЕЕ уже при достаточно низких полях.

На рис. 8 показаны расчетная и экспериментальная зависимости подвижности от напряженности поля в метане. Согласие получилось несколько хуже, чем в /11/, что может быть связано с двумя факторами: погрешность считывания сечений с опубликованных графиков и особенности обработки низко- и высокоэнергетических хвостов ФРЕЕ в каждом из методов. На рис. 8 приведены зависимости подвижности от напряженности поля для дейтерометана. Параметр α оказался равен 0.77.

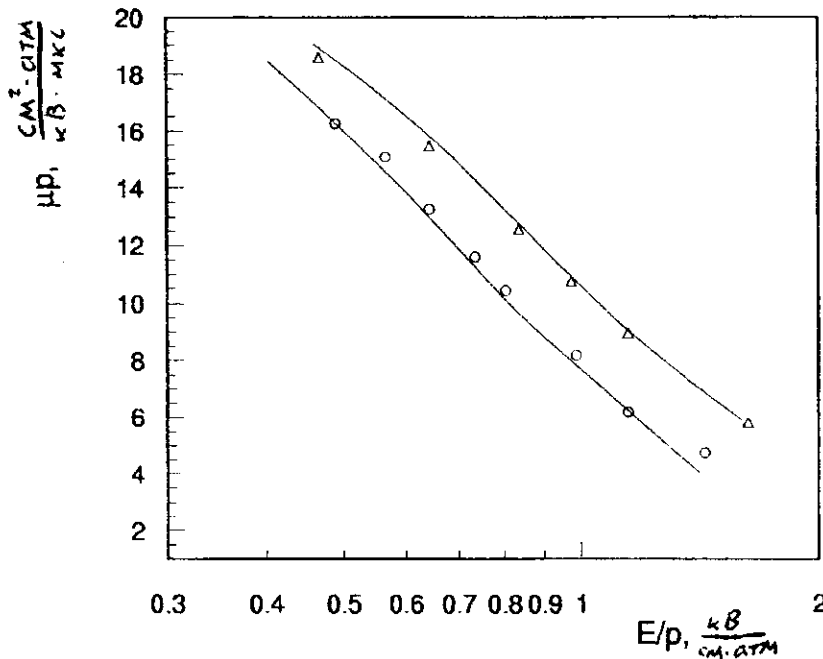


Рис. 8. Подвижности электронов в газообразных метане (Δ) и дейтерометане (\circ). Сплошные линии показывают расчетные зависимости

Отметим, что при условии малости членов II и III, домножение неупругого сечения на величину α эквивалентно растяжению зависимости $\mu(\frac{E}{p})$ в $\sqrt{\alpha}$ раз вдоль оси $\frac{E}{p}$. Зависимость $Q_{iCD_4}(\epsilon)$ показана на рис. 7 пунктирной линией.

9. Заключение

Экспериментально подтверждена возможность очистки дейтерометана до уровня $3 \cdot 10^{-9}$ экв. O_2 и его использования в качестве среды для жидкостных ионизационных детекторов. Исследованы некоторые электронные свойства жидкого и газообразного метана. Получено значение средней энергии расходуемой на образование электрон-ионной пары в CD_4 , $W_{CD_4} = 29.05 \pm 0.12$ эВ, измерена подвижность электронов в жидком дейтерометане. Получена энергетическая зависимость сечения неупругих столкновений электронов в дейтерометане.

Список литературы

1. Барабаш А.С. и др. М. препринт ИЯИ АН СССР, 1982, П-0253.
2. Барабаш А.С. Диссертация ... канд. физ.-мат. наук, М., 1983.
3. Барабаш А.С., Болоздыня А.И., Жидкостные ионизационные детекторы, М., Энергоатомиздат, 1993.
4. Barabash A.S.// N.Jb.Mineral.Abh. 1994 Vol.167 P.169.
5. Rubbia C.// Nucl.Phys.B(Proc. Suppl.) 1996 Vol.48 P.172.
6. Bahcal J.H. et al.// Phys.Lett. B 1986 Vol. 178 P.324.
7. Fukuda Y. et al.//Phys. Rev. Lett 1998 Vol.81 P.1562
8. Fukuda Y. et al.//Phys. Rev. Lett 1998 Vol.81 P.1158
9. Barabash A.S. et al.// Nucl.Instr.Meth.A 1981 Vol.186 P.525.
10. Barabash A.S. et al.// Nucl.Instr.Meth.A 1985 Vol.236 P.69.
11. Pollock W.J.//Trans. Faraday Soc. 1968 Vol.64 P.2919.
12. Cottrell T.L., Walker I.C.// Trans. Faraday Soc. 1967 Vol.63 P.549
13. Barabash A.S. et al.// Nucl.Instr.Meth.A 1999 Vol.434 P. 478
14. Barabash A.S., Stekhanov V.N.// Nucl.Instr.Meth.A 1993 Vol.327 P.168
15. Барабаш А.С.// ПТЭ 1988 Т.3 С.7
16. Jesse W.P.// Radiat. Res. 1968 Vol.33 P.229
17. Tawara H. et al.// Nucl.Instr.Meth. B 1987 Vol.29 P.447
18. Jesse W.P.// J.Chem.Phys. 1963 Vol.38 P. 2774
19. Platzman R.L.// J.Chem.Phys. 1963 Vol.38 P. 2775
20. Engels J.M.L., Kimmenade A.J.M.// Chem.Phys.Lett. 1976 Vol.42 P.250
21. Robinson M.G., Freeman G.R.// Can.J.Chem 1974 Vol.52 P.440
22. Frost L.S., Felps A.V.// Phys. Rev. 1962 Vol.127 P.1621