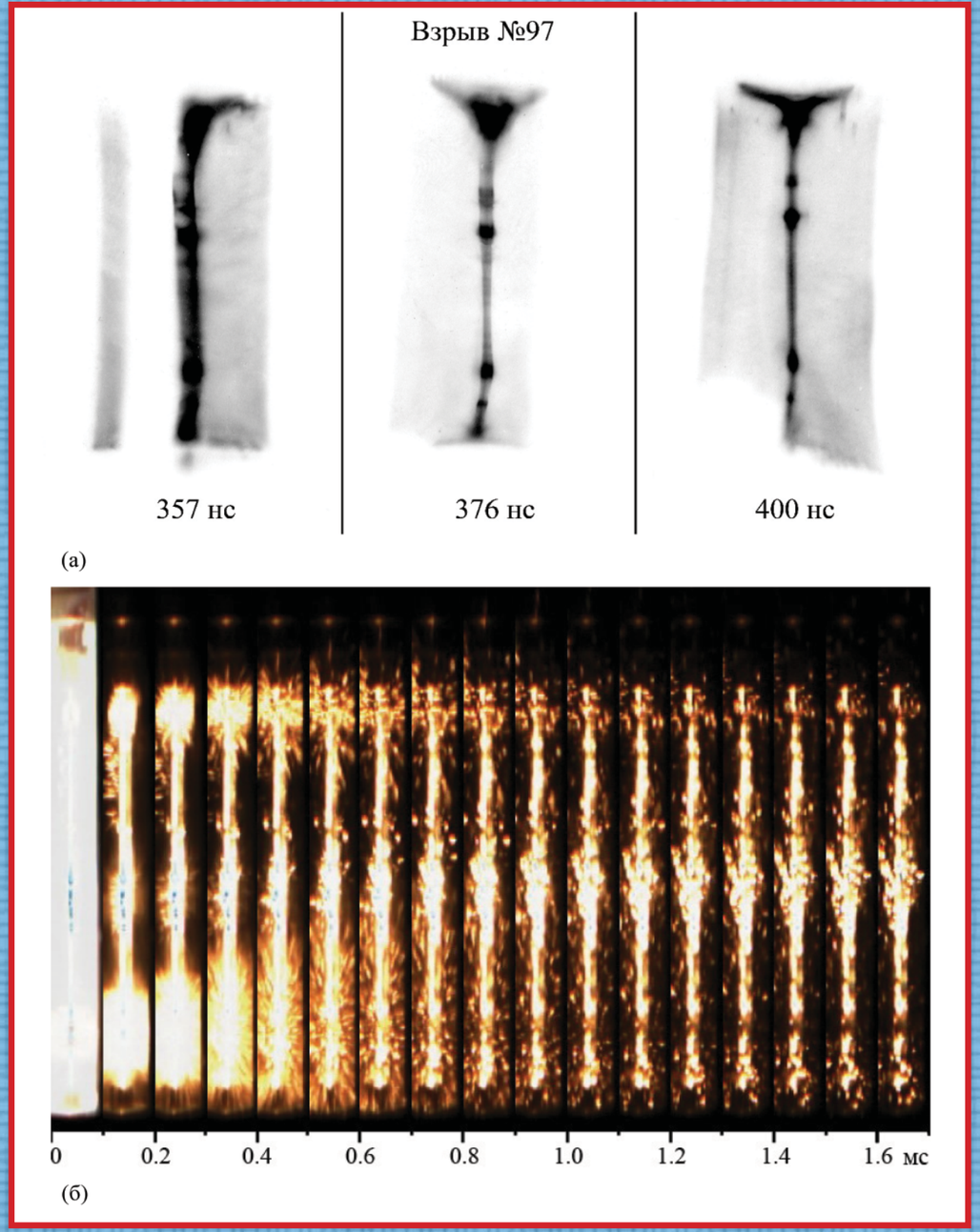


Рис. 3. Фоторегистрирующие диагностики:
а) Типичные ЭОП-граммы;
б) Серия кадров с экспозицией 100 мкс/кадр полученных с помощью высокоскоростной камеры.

Иллюстративный материал к статье Уруцкоева Л.И., Филиппова Д.В., Бирюкова А.О., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Алабина К.А., Марколии А.А. «Исследование возможности инициирования альфа-распада вольфрама с помощью электровзрыва

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

№ 1 .2017

ISSN 2307 - 1621

APPLIED PHYSICS AND MATHEMATICS

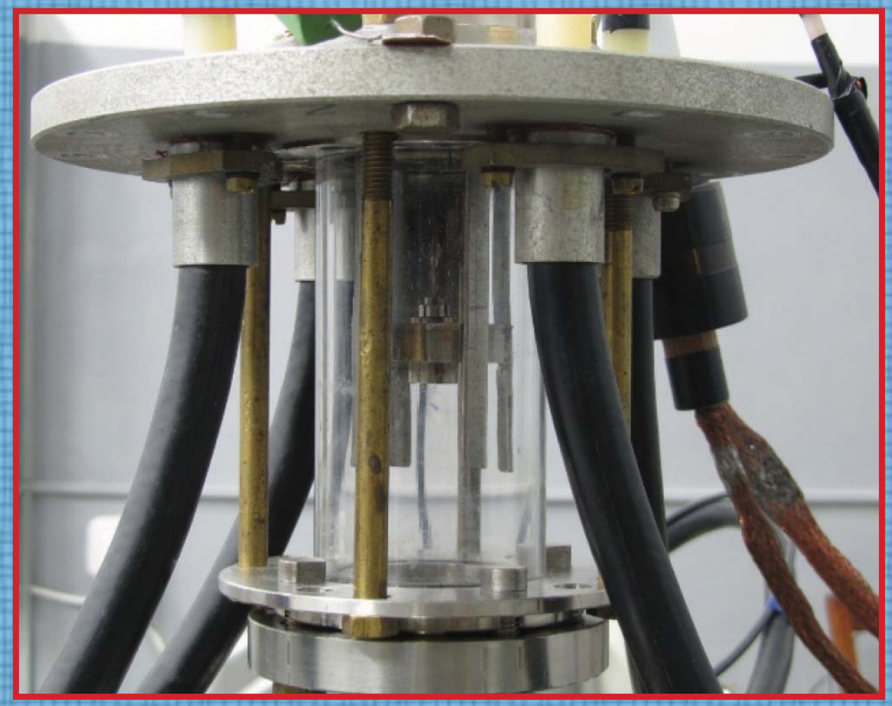


Рис. 2. Разрядно-взрывная камера: б) фотография взрывной камеры из кварца

Иллюстративный материал к статье Уруцкоева Л.И., Филиппова Д.В., Бирюкова А.О., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Алабина К.А., Марколии А.А. «Исследование возможности инициирования альфа-распада вольфрама с помощью электровзрыва

PFM-obl_01_2017.indd 1 27.01.2017 10:40:42

Л.И. УРУЦКОЕВ
доктор физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник
Российская академия народного хозяйства и государственной службы при Президенте РФ (РАНХиГС)
E-mail: urleon@yandex.ru
Д.В. ФИЛИППОВ
доктор физ.-мат. наук, профессор
Всероссийская академия внешней торговли министерства экономического развития РФ
E-mail: filippov-atom@ya.ru
А.О. БИРЮКОВ
Администрация президента РФ
E-mail: ar.biryukov@gmail.com
Д.А. ВОЙТЕНКО
начальник лаборатории
ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА (СФТИ), Сухум, Республика Абхазия
E-mail: optisfti@yandex.ru
Г.И. АСТАПЕНКО
научный сотрудник
ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА (СФТИ), Сухум, Республика Абхазия
К.А. АЛАБИН
канд. техн. наук, младший научный сотрудник
Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН
E-mail: alabin.kirill@gmail.com
А.А. МАРКОЛИЯ
младший научный сотрудник
ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА (СФТИ), Сухум, Республика Абхазия
E-mail: almahushti@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИНИЦИИРОВАНИЯ АЛЬФА-РАСПАДА ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОВЗРЫВА

Описан эксперимент по электровзрыву вольфрамовых проволочек, имевший своей целью проверку результатов опытов Дж. Вендта и К. Айрона, опубликованного в 1922 г. [1]. Подробно изложены исторические и теоретические предпосылки настоящего исследования. В эксперименте тщательно исследовалась газовая фаза, образующаяся во взрывной камере после электровзрыва. Полученные результаты не противоречат результатам эксперимента Дж. Вендта и К. Айрона.

Ключевые слова: электровзрыв проводников, анализ газовой фазы, оптические спектральные линии, газовый масс-спектрометр, альфа-распад, альфа- бета-распад.

L.I. URUTSKOEV
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Principle Researcher
The Russian Presidential Academy of National Economy and Public Administration
E-mail: urleon@yandex.ru
D.V. FILIPPOV
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor
Russian Foreign Trade Academy
E-mail: filippov-atom@ya.ru
A.O. BIRYKOV
Russian President Administration
E-mail: ar.biryukov@gmail.com
D.A. VOITENKO
Head of laboratory
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
E-mail: optisfti@yandex.ru
G.I. ASTAPENKO
Researcher
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
K.A. ALABIN
Cand. of Techn. Sciences, Junior Researcher
Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
E-mail: alabin.kirill@gmail.com
A.A. MARKOLIYA
Junior Researcher
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
E-mail: almahushti@gmail.com

THE STUDY OF POSSIBILITY OF INITIATING TUNGSTEN ALPHA DECAY USING ELECTRIC EXPLOSION

Experiments on electric explosion of tungsten wires are described, which had intended to check the results of G.L. Wendt, C.E. Irion experiments published in 1922 [1]. The historical and theoretical background of this study are described in detail. Gas phase formed in the chamber after the electric explosion was carefully studied in the experiments. The results of the study do not contradict with the results of the experiment G. L. Wendt, C. E. Irion experiments.

Keywords: electrical explosion of conductors, gas phase analysis, optical spectral lines, gas mass-spectrometer, alpha-decay, alpha- beta-decay.

1. Исторические предпосылки, эксперимент Айрона и Вендта

Во втором десятилетии прошлого века в США начались работы по использованию электрического взрыва проводников (ЭВП) для лабораторного моделирования астрофизических процессов. Пионером этого нового направления исследований являлся Дж. Андерсон (John August Anderson), который продемонстрировал, что с помощью сильноточного ЭВП можно достигать очень высоких температур [2]. Температура плазмы, которая образуется в результате электровзрыва проволочки, была оценена Андерсеном с помощью яркостного метода как $T \approx 2 \cdot 10^4$ K [2]. В то время это был своеобразный «температурный рекорд», полученный в лабораторных условия. Сотрудники химической лаборатории Чикагского университета Кларенс Айрон и Джеральд Вендт решили использовать развитый Андерсеном метод электровзрыва для проверки одной своей гипотезы. Их гипотеза основывалась двух фактах, надежно установленных к тому времени: температура солнца составляет $\sim 6 \cdot 10^3$ K; в видимом спектре не наблюдаются характерные оптические линии тяжелых химических элементов. Исходя из этого, американские ученые предположили, что отсутствие спектральных линий тяжелых химических элементов в спектре излучения солнца и других звезд может быть объяснено тем, что тяжелые химические элементы неустойчивы при солнечной температуре.

В 1919 г. Э. Резерфорду с помощью α-частиц высокой энергии удалось осуществить ядерную реакцию на ядрах ^{14}N. Тем самым была продемонстрирована принципиальная возможность осуществимости ядерных реакций в лабораторных условиях. Тем не менее в начале 20-х годов прошлого века масштаб различия в энергии атомных и ядерных явлений еще не был до конца осознан и, вероятно поэтому, появление гипотезы американских ученых не вызывало столь сильного неприятия в научном сообществе, как если бы такая гипотеза была высказана спустя 5…10 лет. Идея эксперимента К. Айрона и Дж. Вендта

состояла в том, чтобы пропустить через вольфрамовую проволочку сильный электрический ток, тем самым нагрев ее до $2 \cdot 10^4$ *K*, а затем пронаблюдать разложение («decomposition») атомов W. Поскольку методы твердотельной масс-спектрометрии в те времена еще не были развиты, то главной диагностической задачей эксперимента являлся спектральный анализ газа, образующегося после электровзрыва вольфрамовой проволочки.

Для создания импульса тока в эксперименте [1] использовался конденсатор емкостью C = 0,1 мкФ, заряженный до V = 35 кВ. Высоковольтная коммутация разряда осуществлялась с помощью неуправляемого разрядника. Электровзрыв вольфрамовой проволочки проводился в сферической колбе, изготовленной из стекла марки Pirex. Вольфрамовая проволочка длиной l ~40 мм и диаметром d = 35 мкм устанавливалась «враспор» между двумя вольфрамовыми электродами, которые были впаяны в колбу с двух противоположных сторон. В экваториальном, по отношению к электродам, сечении был впаян «спектральный» электрод, который служил одним из электродов для зажигания плазменного разряда в газе, образовавшемся после электровзрыва.

Следует подчеркнуть, что подготовка к экспериментам осуществлялась весьма тщательно. Перед электровзрывом проволочки внутренняя поверхность колбы непрерывно прогревалась в печи в течение 15 ч при t = 300 °C с одновременной откачкой. Одновременно с прогревом стеклянной колбы по вольфрамовой проволочке пропускался электрический ток, который нагревал ее до температуры ~2000 °C. После завершения процедуры дегазации, стеклянный патрубок, соединяющий колбу с ртутным насосом, расплавлялся с помощью горелки и запаивался.

Объем газа, образующегося после ЭВП, усредненный по 21 выстрелу составил V ~1 см^3 (при нормальных условиях), т.е. примерно 10^{19} частиц. Обнаруженный после ЭВП объем газа оказался столь значительным, что попытка объяснения его появления, за счет высвобождения газа предварительно растворенного или поглощенного проволочкой, представлялось авторам весьма маловероятной. При среднем объеме проволок 0,0381 см^3 средний объем произведенного газа был в 26 500 раз больше.

По утверждению авторов этой работы, во всех проведенных ими опытах спектральный анализ газа, образовывавшегося в результате электровзрыва, выявил присутствие характерной яркой желтой линий гелия (^{4}He). Другим, не менее важным утверждением авторов является тот факт, что спектральный анализ не показывал характерных водородных линий ни в одном из проведенных ими опытов. Этот факт указывает на исключительную тщательность проводимых опытов, поскольку общеизвестно, что избавиться от паров воды на стенках стеклянной камеры и от водорода растворенного в вольфрамовой проволочки весьма непросто. Кроме того, по утверждению авторов, также наблюдались, но не были идентифицированы две линии в красной части спектра, одна яркая линия в синей части, одна бледно-фиолетовая. В отдельных экспериментах дополнительно наблюдалось присутствие двух слабых желтых линий. Авторы [1] интерпретировали результаты эксперимента как подтверждение, высказанной ими гипотезы. Говоря современным языком их вывод состоял в том, что с помощью сильноточного ЭВП можно инициировать α-распад одного или нескольких изотопов ядер вольфрама.

Вполне понятно, что публикация работы [1] вызвала резонанс в научном сообществе того времени. Э. Резерфорд выразил глубокое сомнение в том, что использовавшееся в эксперименте напряжение (~30 кВ) являлось достаточным для того, чтобы электроны могли индуцировать ядерные реакции. Для проверки достоверности опубликованных результатов, Резерфорд использовал 100 кВ электронный пучок и вольфрамовую мишень. Он направил пучок на мишень и не пронаблюдал никакой ядерной реакции, о чем, в достаточно резкой форме, и сделал короткое сообщение в [3]. Дж. Вендт вступил в научную дискуссию с Резерфордом, отметив, что причиной расхождения результатов может различие в подводимой к вольфрамовой мишени мощности [4]. Поскольку мощность, выделяемая в проволочке при разряде конденсатора и величина протекающего через нее тока намного больше той, которую использовал Резерфорд в его пучке электронов. Научное сообщество приняло сторону Резерфорда, а работа [1] была признана ошибочной и забыта.

В последующие десятилетия десятки научных коллективов [5…9] занимались изучением электровзрыва проволочек. На сегодняшний день, в научном сообществе общепризнанным является мнение о том, что в высокотемпературной плазме, возникающей при мощных ЭВП, могут протекать только реакции ядерного синтеза (типа D+D), то есть процессы, протекающие с участием сильных ядерных взаимодействий. Поэтому основное внимание в экспериментальных исследованиях ЭВП уделяется измерению потоков нейтронов [10] и мягкого рентгеновского излучения [11, 12]. Электровзрыв вольфрамовых проволочек исследовался учеными особенно тщательно и поскольку никто никогда не сообщал о наблюдении спектральных линий гелия, то на первый взгляд может показаться, что Резерфорд был прав и эффект отсутствует. Но с другой стороны, нам так и не удалось обнаружить ни одной публикации, где бы сообщалось об исследовании химического состава газа, который возникает во взрывной камере в момент электровзрыва.

И хотя исходная гипотеза Айрона и Вендта представляется на сегодняшний день глубоко ошибочной,

но учитывая тщательность проведенного ими эксперимента [1] авторы настоящей статьи решили проверить его результаты, используя современные диагностические методы и опираясь на современные теоретические представления.

2. Современные теоретические представления

Прежде всего следует отметить, что для всех пяти изотопов вольфрама α-распад является энергетически выгодным процессом. Более того, достаточно недавно был измерен период полураспада одного из изотопов ^{180}W:T½ = (1,8±0,2)×10^{18} лет [13]. Таким образом, если предположить, что результаты работы [1] не являются ошибочными, то они не находятся в прямом противоречии с законом сохранения энергии, но заметно противоречат вероятностным законам. Согласно классической теории α-распада вероятность α-распада пропорциональна произведению вероятности формирования α-частицы внутри ядра у его поверхности P_α и вероятности последующего туннельного прохождения α-частицы через потенциальный барьер D_α. Вероятность формирования α-частицы рассчитывается в рамках оболочечной модели ядра как квадрат матричного элемента перехода M_α из начального состояния ядра в состояние, когда четыре нуклона образуют α-частицу [14]. Расчет вероятности туннелирования квантовой частицы сквозь потенциальный барьер является классической задачей квантовой механики и состоит в нахождении распределения волновой функции α-частицы, которая является решением волнового уравнения Шредингера движения квантовой частицы в яме, стенками которой служит поле ядерных сил и кулоновский потенциал.

Долгое время считалось, что вероятность α-распада определяется исключительно сильными ядерными взаимодействиями, а форма кулоновского потенциала не сильно влияет на вероятность α-распада. Однако в 1957 г., V. Erma опубликовал теоретическую статью [15], в которой показал, что наличие электронов у атома увеличивает вероятность α-распада, по отношению к вероятности α-распада полностью ионизованного атома. Во-первых, поле атомных электронов снижает барьер для α-частицы; во-вторых, при α-распаде заряд ядра уменьшается на две единицы, что приводит к изменению энергии электронной оболочки. Учет влияния атомных электронов приводит к тому, что при расчете постоянной α-распада энергию α-частицы следует заменить «эффективной» энергией, которая больше реальной $E \to E + 73Z^{4/3} + 65Z^{5/3}$ эВ. Из-за экспоненциальной зависимости вероятности α-распада от энергии α-частицы $\ln p \propto \text{const} - \sqrt{E}^{-1}$, влияние атомных электронов может быть значительно. Иными словами: квантовой частице значительно легче преодолеть «высокий», но «узкий» барьер, чем «низкий», но «широкий». Как и следовало ожидать, атомные электроны сильнее влияют на процессы, идущие с малыми энергиями. Например, для ^{147}Sm (энергия α-частиц ~2,31 МэВ; $T_{1/2}$ = 7·10^{11} лет) наличие электронной оболочки увеличивает вероятность α-распада в 2,6 раза по сравнению с ядром полностью ионизованного атома [15].

Из результатов [15] следует, что вероятность α-распада может быть увеличена с помощью внешних электромагнитных воздействий, например, наложения сильного магнитного поля. Влияние сверхсильного магнитного поля на вероятность α-распада качественно можно описать следующим образом. Внешнее сверхсильное магнитное поле за счет деформации электронной оболочки меняет, как пространственное распределение электрического потенциала, так и энергию самой электронной оболочки атома и, следовательно, энергию любого ядерного распада, так как энергия распада равна разнице полных энергий начальной и конечной систем, с учетом энергий ионизации атомов или ионов. Более подробно роль этих факторов проанализирована в [16…18].

В 1970 г. была опубликована экспериментальная работа [19] из которой следовало, что при α-распаде ^{16}N наблюдается нарушение пространственной четности. Поскольку нарушение пространственной четности свойственно для слабых ядерных взаимодействий, то результаты эксперимента [19] однозначно указывают на то, что в явлении α-распада участвуют все три вида взаимодействий: электромагнитное, слабое и сильное ядерные взаимодействия. Поскольку константа слабого ядерного взаимодействия α_w значительно меньше константы электромагнитного взаимодействия α_e, то появляется, по крайне мере принципиальная, возможность опосредованного инициирования α-распада за счет влияния электромагнитных процессов на вероятности протекания слабых ядерных процессов. Возможные способы инициирования низкоэнергетических ядерных процессов, проходящих с участием слабых взаимодействий, подробно обсуждаются в работах [16, 20]. Хорошо известно, что вероятности ядерных процессов протекающих с участием лептонов (*k*-захват, $\beta^{\pm}$-распад) зависят как от плотности реальных (занятых), так и виртуальных (свободных, не занятых) состояний лептонов на ядре [17, 18, 21]. Таким образом, изменяя плотность состояний лептонов внешним образом (накладывая внешние электромагнитные поля или производя ионизацию электронных оболочек атома) можно влиять на ядерные процессы. Причем такое опосредованное изменение вероятностей ядерных процессов под действием внешнего электромагнитного поля может достигать нескольких порядков [22]. В работе [20] обсуждается возможное участие виртуальных (свободных, не занятых) электронных состояний в процессах α-распадов тяжелых ядер. В этом случае также возможно опосредованное, заметное увеличение вероятности распада

в сверхсильных электромагнитных полях из-за изменения плотности этих не занятых состояний электронов на ядре.

Еще одним, гипотетическим каналом распада, приводящим к индуцированному распаду тяжелых ядер, является энергетически выгодный процесс α-распада, происходящий одновременно с β-распадом («αβ-распад»).

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-1}Y + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + Q, $$

где X и Y – ядра с атомными весами A и $(A-4)$ и зарядами Z и $(Z-1)$ соответственно, $\overline{\nu}$ – антинейтрино, Q – выделяющаяся энергия. Например:

$$ {}^{163}_{66}\mathrm{Dy} \rightarrow {}^{159}_{65}\mathrm{Tb} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 0,7\ \mathrm{MeV}, $$

$$ {}^{181}_{73}\mathrm{Ta} \rightarrow {}^{177}_{72}\mathrm{Hf} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 2,02\ \mathrm{MeV}, $$

$$ {}^{183}_{74}\mathrm{W} \rightarrow {}^{179}_{73}\mathrm{Ta} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 1,57\ \mathrm{MeV}, $$

$$ {}^{184}_{74}\mathrm{W} \rightarrow {}^{180}_{73}\mathrm{Ta} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 0,8\ \mathrm{MeV}, $$

$$ {}^{186}_{74}\mathrm{W} \rightarrow {}^{182}_{73}\mathrm{Ta} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 1,50\ \mathrm{MeV}, $$

$$ {}^{201}_{80}\mathrm{Hg} \rightarrow {}^{197}_{79}\mathrm{Au} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + e^{-} + \overline{\nu} + 1,05\ \mathrm{MeV}. $$

Для такого типа распадов, также, как и для классических β-распадов, можно ожидать значительного увеличения вероятности распада при воздействии на атом внешнего сверхсильного магнитного поля. При этом даже если по отдельности α- и β-распады (например, для ядра ${}^{163}_{66}\mathrm{Dy}$) энергетически запрещены, то одновременный «αβ-распад» может оказаться энергетически выгодным процессом. Существенное отличие данного процесса от классического α-распада состоит в следующем: в αβ-распаде полная энергия (сумма масс и кинетическая энергия) конечного ядра ${}^{A-4}_{Z-1}Y$ и α-частицы всегда меньше массы промежуточного ядра ${}^{A}_{Z+1}\tilde{X}$. Например, для первого распада сумма энергий α-частицы и ${}^{159}_{65}\mathrm{Tb}$ меньше массы ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$. Это, очевидно, следует из того, что исходное ядро является β-стабильным. То есть, искусственное совмещение α-частицы и ядра ${}^{159}_{65}\mathrm{Tb}$ не может дать реального ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$ – полученное ядро может быть только «виртуальным», с энергией меньшей энергии основного состояния ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$.

Все стабильные изотопы, для которых энергетически выгодным является αβ-распад, приведены в таблице 1. В таблице указаны: распадающийся изотоп, продукт и энергия αβ-распада. Знак «–» в строке энергия означает энергетическую невыгодность процесса, что означает его абсолютный запрет.

Хотя вероятность такого процесса в нормальных условиях крайне мала, сверхсильное магнитное поле может являться хорошим «катализатором». Так как в сверхсильном магнитном поле фазовый объем связанных состояний электронов, в которые может произойти β-распад значительно возрастает [22], то магнитное поле «вытягивает» электрон, который для указанных изотопов может родиться только вместе с вылетом α-частицы: т. е. «вырвавшаяся» α-частица дает необходимую энергию. Построение теории αβ-распада и расчет вероятности этого процесса аналогичен расчету вероятности запрещенных β-распадов [22], но при этом ядерные функции конечного состояния должны учитывать рождение α-частицы. Заметим, что при β-распаде ядра в сверхсильном магнитном поле, электрон будет рождаться в связанном состоянии.

Как уже упоминалось выше, процесс αβ-распада принципиально отличается от классического α-распада тем, что происходит через образование промежуточного ядра, энергия которого меньше энергии основного состояния ядра ${}^{A}_{Z+1}\tilde{X}$.Так как промежуточное ядро, образованное из α-частицы и конечного ядра ${}^{A-4}_{Z-1}Y$ является виртуальным, то волновые функции α-частиц, рожденных при αβ-распаде и при классическом α-распаде существенно отличаются. В случае классического α-распада волновая функция α-частицы описывает виртуальную частицу внутри потенциального барьера, но реальную и снаружи, и внутри ядра. В модельной задаче αβ-распада энергия α-частицы внутри ядра должна быть меньше величины потенциальной энергии внутри ядра. То есть, в отличие от классического α-распада, волновая функция α-частицы ψ будет описывать реальную частицу снаружи ядра, но виртуальную как внутри барьера, так и во внутренней области ядра. Таким образом, при αβ-распаде α-частица рождается виртуальной [20].

Поскольку, как и при классическом β-распаде, волновые функции лептонов (электрона и нейтрино) мало меняются на размерах ядра, то лептонный множитель можно вынести из-под интеграла ядерного матричного элемента. Подынтегральные функции ядерных матричных элементов, зависящие от пространственных координат, всегда можно представить в виде разложения по ортонормированным сферическим функциям. В этом случае (как и в случае классических β-распадов [22]), при вычислении квадрата матричного элемента, ядерную часть матричного элемента можно вынести из-под знака суммирования по лептонным состояниям, и квадрат каждого матричного элемента будет равен:

$$ |M_i|^2 = |M_{Ni}|^2 f_s(Z,Q), $$

где M_{Ni} – соответствующий первый ненулевой момент ядерной части матричного элемента; f_s – интегральная функция Ферми, определяющая фазовый объем конечных лептонных состояний; Q – энергия ядерного перехода.

Таблица1. • Изотопы, для которых энергетически выгоден αβ-распад

αβ-распадчик			Продукт αβ-распада			Энергия αβ-распада, кэВ	Энергия α-распада, кэВ	Энергия β-распада, кэВ
Имя	*Z*	*A*	Имя	*Z*	*A*			
La	57	138	Ba	56	134	0,59	–2057	1045
Nd	60	145	Pr	59	141	2159	1578	–164
Nd	60	146	Pr	59	142	437	1182	–1470
Nd	60	148	Pr	59	144	917	597	–540
Nd	60	150	Pr	59	146	651	–415	–87
Pm	61	145	Nd	60	141	499	2321	–615
Sm	62	147	Pm	61	143	1269	2311	–1720
Sm	62	149	Pm	61	145	1707	1870	–691
Eu	63	151	Sm	62	147	2189	1963	–463
Eu	63	153	Sm	62	149	1345	272	–485
Gd	64	155	Eu	63	151	158	79	–822
Gd	64	157	Eu	63	153	118	–689	–59
Tb	65	159	Gd	64	155	113	–140	–366
Dy	66	161	Tb	65	157	284	343	–859
Dy	66	163	Tb	65	159	727	–242	–1,42
Ho	67	165	Dy	66	161	733	138	–376
Er	68	167	Ho	67	163	663	666	–747
Er	68	170	Ho	67	166	537	51	–313
Tm	69	169	Er	68	165	824	1201	–908
Yb	70	171	Tm	69	167	811	1557	–1479
Yb	70	173	Tm	69	169	1297	946	–671
Yb	70	174	Tm	69	170	426	738	–1357
Yb	70	176	Tm	69	172	1462	571	–105
Lu	71	175	Yb	70	171	1716	1619	–685
Lu	71	176	Yb	70	172	3448	1568	1192
Hf	72	177	Lu	71	173	1574	2245	–1166
Hf	72	178	Lu	71	174	709	2084	–1912
Hf	72	179	Lu	71	175	2276	1807	–109
Hf	72	180	Lu	71	176	1177	1281	–854
Ta	73	180	Hf	72	176	3224	2029	708
Ta	73	181	Hf	72	177	2024	1524	–188
W	74	183	Ta	73	179	1571	1682	–556
W	74	184	Ta	73	180	804	1657	–1483
W	74	186	Ta	73	182	1496	1123	–580
Re	75	185	W	74	181	2007	2195	–1013
Re	75	187	W	74	183	2723	1651	1.34
Os	76	186	Re	75	182	26	2822	–3831
Os	76	187	Re	75	183	2165	2720	–1501
Os	76	188	Re	75	184	660	2143	–2808
Os	76	189	Re	75	185	2409	1974	–533
Os	76	190	Re	75	186	797	1377	–2000
Os	76	192	Re	75	188	711	362	–1045

Ir	77	191	Os	76	187	2086	2084	–1019
Ir	77	193	Os	76	189	2027	1016	–55
Pt	78	195	Ir	77	191	1472	1158	–225
Pt	78	198	Ir	77	194	184	87	–324
Au	79	197	Pt	78	193	898	953	–600
Hg	80	199	Au	79	195	598	823	–1445
Hg	80	201	Au	79	197	1053	333	–483
Hg	80	204	Au	79	200	148	–512	–346
Tl	81	203	Hg	80	199	1363	909	–974
Tl	81	205	Hg	80	201	1419	143	–51
Pb	82	207	Tl	81	203	883	390	–2399
Pb	82	208	Tl	81	204	171	519	–2879
Bi	83	209	Pb	82	205	3086	3138	–1893
Th	90	232	Ac	89	228	4129	4082	–495
U	92	234	Pa	91	230	3549	4858	–1809
U	92	235	Pa	91	231	5068	4678	–123
U	92	238	Pa	91	234	4543	4269	–145

При наложении на атом внешнего сверхсильного (в атомном масштабе) магнитного поля происходит «взрывное» увеличение лептонного фазового объема f за счет увеличения плотности свободных состояний электронов дискретного спектра. При этом можно считать, что такие магнитные поля малы в «ядерном» масштабе, и ядерные части матричных элементов практически не меняются. В [22] вычислены волновые функции электрона во внешнем постоянном однородном сверхсильном магнитном поле и центральном электрическом поле ядра в цилиндрических координатах и приведен спектр связанных состояний электронов. Сумма лептонного фазового объема (плотность электронных состояний в области ядра) по всем электронным состояниям дискретного спектра пропорциональна $\sum_{\chi}\left(B_{\chi}/\chi\right)$, где χ – квантовое число продольного (вдоль магнитного поля) состояния, на котором рождается электрон, а B_{χ} – коэффициенты, определяемые формой решения уравнения электрона в центральном электрическом и однородном постоянном магнитном полях (точное решение приведено в [22]). Причина, по которой в сверхсильном магнитном поле плотность электронов обратно пропорциональна первой степени продольного квантового числа заключается в том, что наложение сверхсильного магнитного поля на атом сводит сферическую симметрию к одномерной кулоновской задаче. В сверхсильном магнитном поле орбиты электронов превращаются в вытянутые вдоль магнитного поля цилиндры с поперечным размером равным ларморовскому радиусу и продольным размером, равным боровскому радиусу (который пропорционален квантовому числу χ продольного движения). Формально эта сумма расходится при больших χ (коэффициенты B_{χ} – ограничены снизу), это показывает, что основной вклад в вероятность β-распада дают именно возбужденные состояния продольного движения.

Для разрешенных и уникально-запрещенных αβ-распадов, среди матричных элементов, только один является подавляющим и в этих случаях, очевидно, что вероятность распада пропорциональна квадрату этого матричного элемента. Таким образом, вероятность распада пропорциональна функции Ферми f, которая в сверхсильном магнитном поле в свою очередь пропорциональна фазовому объему связанных состояний электронов и нейтрино. Поскольку фазовый объем нейтрино пропорционален квадрату энергии нейтрино, то для распада в связанное состояние электрона, вероятность распада пропорциональна квадрату выделяющейся в ядерном процессе энергии Q [22]:

$$\lambda_{\alpha\beta} \propto Q^2 \sum_{\chi}\left(\frac{B_{\chi}}{\chi}\right).$$

Для запрещенных (неуникальных) распадов среди матричных элементов найдутся такие, которые будут иметь близкие значения, и вероятность распада будет вычисляться более сложным образом. Но в любом случае для оценки, всегда можно использовать приведенное выражение.

Таким образом, мы видим, что в сверхсильном магнитном поле таком, что ларморовский радиус электрона становится малым по сравнению с боровским радиусом, фазовый объем незанятых лептонных состояний неограниченно возрастает, т. е. наблюдается так называемый «взрыв фазового объема» [22]. Это приводит к увеличению количества конечных состояний системы, в которые может произойти распад, что в свою очередь и приводит к увеличению вероятности ядерных распадов с рождением электрона. Энергетически разрешенные ядерные процессы, в которых одновременно с α-распадом

происходит β-распад в связанное состояние («αβ-распад»), в сверхсильном магнитном поле могут приобрести конечные вероятности за счет «взрыва лептонного фазового объема».

Как видно из вышесказанного, за прошедшие 90 лет наши представления в ядерной физике заметно изменились, и сегодня, точка зрения Резерфорда уже не представляется столь же незыблемой как раньше. Конечно же приведенные выше аргументы в пользу возможности инициирования α-распада с помощью наложения сверхсильного магнитного поля на тяжелый атом являются чисто теоретическими и вероятности протекания таких процессов очень малы, но очень важно, что их реализация не запрещена законами сохранения. Вопрос о возможности инициирования ядерных процессов, протекающих с участием слабых ядерных взаимодействий, с помощью ЭВП до настоящего времени экспериментально не исследовался.

3. Экспериментальная часть

Эксперименты по электрическому взрыву вольфрамовой проволочки проводились в 2010–2011 гг. в Сухумском Физико-Техническом Институте (Республика Абхазия) на установке под названием «ГЕЛИОС».

3.1. Описание экспериментальной установки и порядка проведения экспериментов

Электротехническая часть установки состояла из четырех конденсаторов типа ИМН 100-0.1 емкостью C = 0,1 мкФ каждый, соединенных параллельно. Индуктивность каждого конденсатора составляла L = 150 нГн. Зарядка конденсаторов осуществлялась до напряжения U = 35...40 кВ. Для уменьшения общей индуктивности ошиновка конденсаторов была выполнена из листовой меди толщиной 1 мм. Батарея коммутировалась с помощью малоиндуктивного воздушного трехэлектродного управляемого разрядника. От разрядника до вольфрамовой проволочки, располагавшейся во взрывной камере, высоковольтного импульс транспортировался с помощью восьми, параллельно соединенных радиочастотных кабелей (ρ = 50 Ом, L = 200 нГн/м) длиной по два метра каждый.

Принципиальная схема вакуумной системы установки приведена на рисунке 1. Вакуумная откачка камеры (6) осуществлялась с помощью безмасляного спирального вакуумного насоса Varian SH-110 (1) и турбо-молекулярного насоса 01АБ-450-003 (14) (предел $4 \cdot 10^5$ Па) до давления ~10^4 Па.

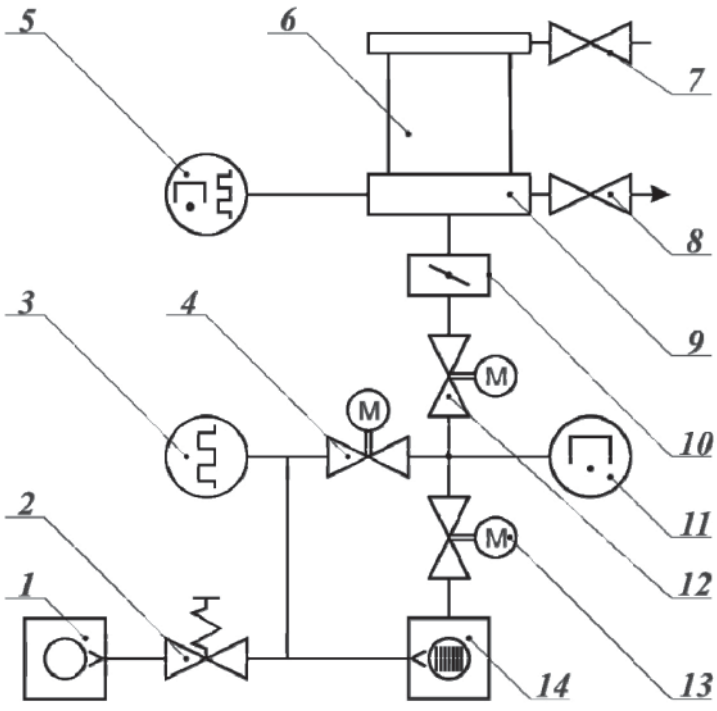
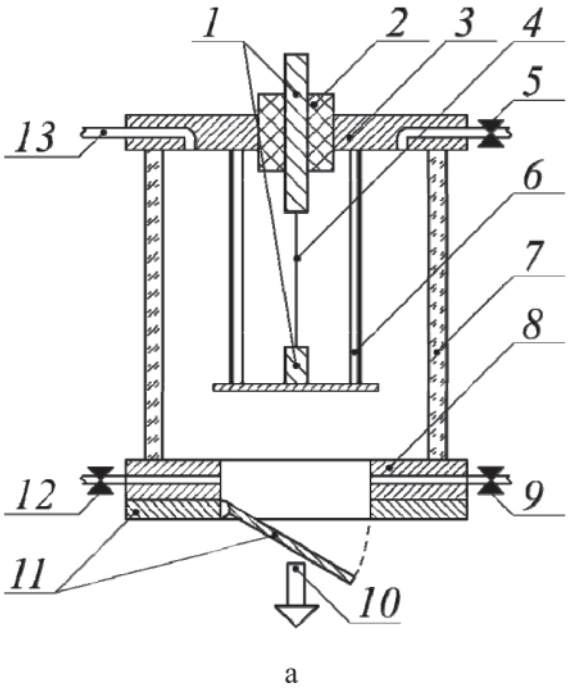


Рис. 1. • Схема вакуумной системы установки:
1 – форвакуумный насос Varian SH-110; 2 – отсекающая вентиль; 3 – манометрический датчик Пирани ПМТ-6; 4, 12, 13 – электромагнитные клапаны типа КЭУН-40; 5 – комбинированный полнодиапазонный вакуумный датчик Varian FRG700; 6 – разрядно-взрывная камера; 7 – «тонкий» натекатель ручного действия; 8 – клапаны для подключения газовых диагностик; 9 – промежуточный фланец; 10 – вакуумный затвор ручного действия Varian VGA0631M; 11 – манометрический датчик ПММ-32; 14 – турбомолекулярный насос ТМН 01АБ-450-003

Разрядная камера (6) крепилась на вакуумный затвор (10) через промежуточный фланец высотой 25 мм диаметром 120 мм (9), который имел отверстие в центре для вакуумной откачки. Одновременно, фланец (9) служил местом для присоединения датчика давления FRG700 и приборов для исследования образующейся после ЭВП газовой смеси. В верхнем фланце разрядной камеры располагался переходник для присоединения натекателя (7), который служил для напуска атмосферы, калибровочных газовых смесей или технического газа необходимого для очистки внутренней поверхности камеры.

В описываемых экспериментах использовались два типа взрывных камер: из тянутого кварца марки КВ-3 (внутренний диаметр 55 мм, высота 110 мм, с толщиной стенки 2...3 мм) и из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т (внутренний диаметр 55 мм, высота 110 мм, толщина стенки 2,5 мм). Непосредственный объем взрывной камеры составлял $V_{\text{камеры}} \approx 250$ см^3, а общий объем до места установки шибера, включая все технологические отростки, $V_{\text{общий}} = 397 \pm 4$ см^3. Поскольку, как будет ясно из дальнейшего изложения, величина общего объема $V_{\text{общий}}$ очень важна для корректного измерения



а

Рис. 2. • Разрядно-взрывная камера:
а) 1 – крепежные электроды; 2 – изолятор; 3 – верхний фланец; 4 – проволочка; 5 – натекатель для напуска аргона; 6 – обратный токопровод; 7 – стенка камеры; 8 – нижний фланец; 9 – вентиль для MC 200; 10 – вакуумная откачка; 11 – шибер; 12 – клапаны для MS 40; 13 – отверстие для подключения лампы давления.
б) фотография взрывной камеры из кварца (см. обложку)

абсолютного количества частиц с $m = 4$, то для ее точного измерения была использована следующая процедура. К вентилю (5) (рис. 2а), который находился в закрытом положении, присоединялся предварительно откаченный калибровочный баллон с хорошо известным объемом V_{cal}. Далее при закрытом шибере (10) и открытом вентиле (5) в камеру напускался газ, давление которого контролировалось с помощью цифрового вакуумметра. Затем открывался вентиль на калибровочном баллоне и давление в обоих объемах $V_{\text{общий}}$ и V_{cal} выравнивалось. После перекрытия вентиля (5), калибровочный баллон отсоединялся и откачивался, а затем процедура несколько раз повторялась. Контролируя величину давления на каждом шаге процедуры и считая температуру постоянной несложно вычислить $V_{\text{общий}}$, а многократное повторение процедуры позволяет уменьшить ошибку измерения.

На рисунке 2а представлена схема разрядно-взрывной камеры, а на рисунке 2б (см. обложку) – фотография ее внешнего вида. Контакт между электродами (1) и проволочкой (4) обеспечивался за счет цангового уплотнения. В опытах использовались электроды изготовленные как из вольфрама, так и из нержавеющей стали. Использование последних способствовало уменьшению эмиссии электронов с поверхности электродов, что улучшало воспроизводимость результатов. В экспериментах использовались вольфрамовые проволочки (4) различного сечения (10, 50, 70, 130 и 200 мкм), а их длина варьировались от 24 до 40 мм. В тестовых экспериментах электровзрыву подвергалась проволочки из железа (Fe) тех же размеров.

Для снижения количества газа адсорбированного стенками разрядно-взрывной камеры перед электровзрывом камера заполнялась аргоном, и в ней зажигался высокочастотный тлеющий разряд. После чего с помощью вакуумного насоса камера откачивалась до необходимого давления. С целью обезгаживания вольфрамовой проволочки перед ЭВП ее прогревали током от 0,2 до 2 А (в зависимости от диаметра проволочки) до температуры ~1500 К в течение 0,5...2 часов. Источник для прогрева проволоки был индуктивно развязан с установкой, что позволяло производить электровзрыв, не выключая прогрев (далее по тексту «горячий старт»). Электровзрыв вольфрамовой проволочки производился в разрядно-взрывной камере, которая непосредственно перед подачей электрического импульса отсекалась от вакуумной системы. Такая методика проведения эксперимента позволяла исследовать газ, образовавшийся в результате электровзрыва вольфрамовой проволочки. Подготовка к электровзрыву осуществлялось в следующем порядке:

1. Установка проволочки в узел нагрузки (коаксиальную сборку).

2. Установка узла нагрузки в разрядно-взрывную камеру.
3. Чистка камеры в атмосфере аргона.
4. Вакуумная откачка камеры до давления ~1...2·10^{-5} Па.
5. Обезгаживание проволочки путем прогрева.
6. Медленное выключение прогрева.
7. Отсечение вакуумной камеры от системы откачки.
8. Проведение электровзрыва.
9. Анализ образующейся газовой среды.

Временной интервал t между пунктами 7 и 8 составлял $t \leq 10$ с.

3.2. Основные диагностические методики

Применявшиеся в эксперименте диагностические методики можно условно разделить на четыре группы: электротехнические, фоторегистрирующие, оптические и газовые диагностики.

Электротехнические диагностики

Электротехнические диагностики предназначены для мониторинга параметров электровзрыва. В качестве датчиков использовались: делитель напряжения, пояс Роговского и токовые петли. То есть вполне обычный набор датчиков, который всегда и используется в экспериментах такого типа.

Фоторегистрирующие диагностики

В качестве фоторегистрирующей аппаратуры нами использовались: скоростная видеокамера с кадровой частотой до 10 кГц и трехкадровая электронно-оптическая система (ЭОП) фотографирования с временем экспозиции τ ~15 нс. Временная задержка между кадрами могла варьироваться.

Скоростная видеокамера позволяла контролировать динамику взрыва в целом, а трехкадровая ЭОП-грамма обеспечивала контроль однородности свечения по длине. Типичный набор ЭОП-грамм представлен на рисунке 3а (см. обложку), а на рисунке 3б (см. обложку) представлен набор кадров, полученный с помощью скоростной видеокамеры во время одного из опытов. Рисунок 3а (см. обложку) демонстрирует неоднородность свечения по длине проволочки и возникновение так называемых «горячих точек».

Из рисунка 3б (см. обложку) видно, что полное разрушение керна проволочки происходит лишь к концу второй миллисекунды. То, что керн проволочки существует намного дольше длительности импульса тока, было известно достаточно давно, но применение скоростной видеокамеры позволило непосредственно и наглядно в этом убедиться. С помощью этой же методики можно было судить о степени дисперсности вольфрамового порошка, образующегося при разрушении керна проволочки. При уменьшении диаметра взрываемой проволочки, степень дисперсности увеличивалась. Сопоставление кадров, полученных с помощью фоторегистрирующих диагностик, с токовыми осциллограммами показало, что при одних и тех же условиях эксперимента осциллограммы тока и напряжения практически не изменяются от эксперимента к эксперименту, а визуальная динамика ЭВП может претерпевать значительные изменения.

Оптические диагностики

Основной целью оптических диагностик являлась получение информации о параметрах и химическом составе плазмы, образующейся в результате ЭВП [23]. Временная зависимость интегральной по спектру интенсивности светового излучения в момент электровзрыва регистрировалась с помощью фотодиода, сигнал с которого выводился на осциллограф. Следует отметить, что данные получаемые с помощью фотодиода служили более надежным маркером воспроизводимости экспериментов, чем вольт-амперные характеристики электровзрыва.

Для определения химического состава плазмы в момент электровзрыва по спектральным характеристикам ее светового излучения использовались два типа оптических спектрометров, отличающихся величиной спектрального разрешения.

В одном из них (УМ-2) в качестве диспергирующего элемента используется стеклянная призма и поэтому этот прибор обладает невысоким спектральным разрешением, но зато он обладает значительной светосилой. Другим его достоинством является то обстоятельство, что весь видимый спектральный диапазон умещается на длине ~30 мм. Этот размер соответствует диаметру фотокатода ЭОПа, что позволяло использовать электронно-оптический преобразователь в качестве усилителя света. Что же касается регистрации уже усиленного спектра, то нами использовалась либо высокочувствительная пленка, которая прижималась к стекловолоконному выходному окну ЭОПа, либо ПЗС-линейка, сочлененная с помощью стекловолоконной шайбы с выходным окном ЭОПа. За счет своей высокой чувствительности, этот прибор позволял получать обзорный спектр оптического излучения при каждом электровзрыве вольфрамовой проволочки.

В другом типе оптического спектрометра (СТ-1), в качестве диспергирующего элемента, использовалась дифракционная решетка, что позволяло регистрировать спектр излучения с высоким разрешением. Однако чувствительность этого прибора значительно уступала призменному спектрометру, поэтому спектр удавалось зарегистрировать только при больших световых потоках. В этом приборе, в качестве фоторегистрирующего элемента, также использовалась ПЗС-линейка, поэтому диапазон регистрируемого спектра был ограничен линейными размерами матрицы.

Газовые диагностики

Специфика поставленной задачи потребовала исследования газовой фазы образующейся после

электровзрыва. Основная задача этих методик состояла в идентификации атомов гелия по массе и измерения их количества. Насколько нам известно, из литературных данных, исследование химического состава газа, образующегося во взрывной камере в результате электровзрыва проволочки, никогда не проводилось.

Регистрация давления во взрывной камере осуществлялась с помощью инверсно-магнетронного вакуумметра VARIAN FRG-700 с рабочим диапазоном $10^{-5}...10^{5}$ Па. Данные с вакуумметра поступали на компьютер, что позволяло непрерывно следить за изменением давления в установке и, следовательно, оценивать скорость натекания газа в камеру с 5 % точностью в режиме on-line, как до, так и после электровзрыва. Методика непрерывного измерения давления играла важную роль в технологическом процессе подготовки эксперимента (при: прогреве проволочки, чистке поверхности взрывной камеры тлеющим разрядом в аргоне, устранении не герметичности уплотнений).

При перекрытой вакуумной откачке скорость роста давления во взрывной камере определяется величиной диффузионного потока со стенок камеры и натеканием атмосферного воздуха, обусловленного не идеальностью уплотнений. Но поскольку диффузионный поток, связанный с десорбцией $Q_d \sim \sqrt{t}$, а поток, связанный с атмосферным натеканием $Q_{at} \sim t$, где t – время, то по виду зависимости скорости натекания от времени можно определить, какой из процессов является определяющим при том, или ином давлении. Типичный вид зависимости роста давления от времени после перекрытия шибера представлен на рисунке 4. Если из вида кривой роста давления следовало, что диффузионный поток являлся определяющим, то это служило указанием на необходимость дальнейшей очистки поверхности кварцевой камеры тлеющим разрядом. Если давление росло линейно со временем, то, значит, определяющим фактором являлось натекание из атмосферы и необходимо улучшать уплотнение вакуумной камеры. Как правило уровень натекания составлял $\frac{dp}{dt} \approx 1...5 \frac{\text{Па}}{\text{ч}}$, что позволяло (учитывая время закрытия шибера) проводить ЭВП при давлении $P_0 < 10^{-3}$ Па.

Для качественного исследования химического состава газа, образующегося во взрывной камере, использовался компактный времяпролетный масс-спектрометр МС-200, который подсоединялся к вентилю (12) (рис. 2а). Разрешение прибора по исследуемым массам составляет R ~200, что позволяло уверенно идентифицировать все массы в диапазоне $M = 2...500$.

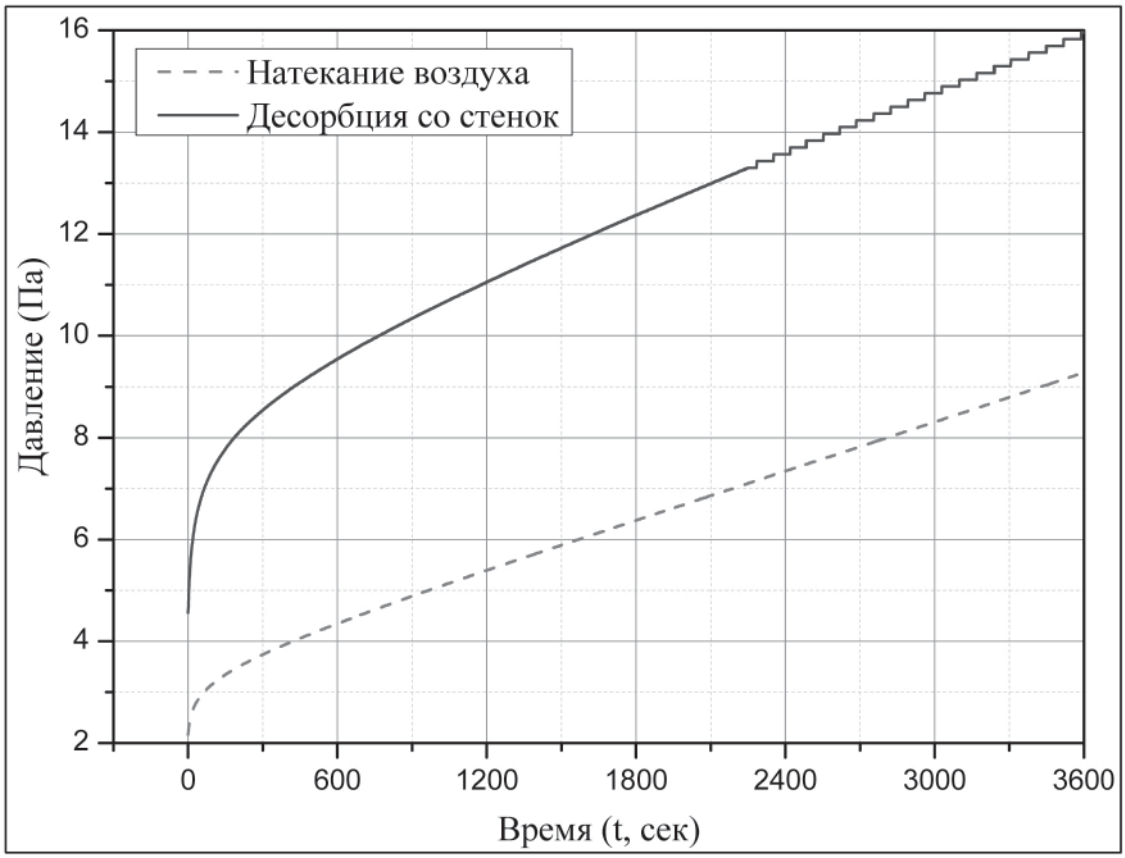


Рис. 4. • Временной ход давления в камере после перекрытия шибера

Для измерения количества частиц газа с m = 4 а.е.м. (далее m = 4) использовался гелиевый течеискатель MS-40 DryCE (далее MS-40) подсоединялся к камере через вентиль (9) (рис. 2а) с помощью короткой трубки из нержавеющей стали. Между разрядной камерой и трубкой были установлены два, соединенных параллельно, отсекающих клапана которые обладали различными пропускными способностями. Образовавшийся в результате электровзрыва газ, скачивался вначале через клапан, имеющий малое отверстие и далее, по мере уменьшения давления в камере, открывался клапан с увеличенным отверстием. Такая процедура позволяла не выходить за пределы линейности счетного режима прибора MS-40 и корректно измерять поток газа с m = 4 в течение всего процесса откачки газа, независимо от исходной величины давления в разрядной камере.

Данные о результатах измерений MS-40 в цифровом виде поступали на компьютер, где обрабатывались с помощью специально написанного программного обеспечения. Чувствительность прибора позволяла уверено регистрировать атмосферный гелий и проводить количественные измерения частиц с m = 4, начиная от уровня потока ~$4\cdot10^{11}$ атм·см^3·с$^{-1}$. Периодически (через каждые 10 измерений) MS-40 автоматически калибровался по значению потока гелия от внутренней встроенной калибровочной течи с потоком ~$3\cdot10^8$ атм·см^3·с^1.

Для калибровки MS-40, была разработана следующая процедура. В электровзрывную камеру, предварительно откаченную до давления 10^{-4} Па, напускали известное количество воздуха и, скачивая через течеискатель, считали количество атомов ^{4}He. Поскольку концентрация ^{4}He в атмосфере и объем камеры $V_{общий}$ хорошо известны, то можно установить связь между экспериментально измеряемым количеством частиц ^{4}He теоретически посчитанным для данного объема камеры. Чтобы учесть нелинейность блока ионизации и детектора MS-40, калибровка проводилась во всем диапазоне давлений (10 Па, 20 Па, 50 Па, 67 Па и т.д.), которые устанавливались во взрывной камере после ЭВП. Чтобы откалибровать MS-40 при исследовании газовых смесей с концентрацией ^{4}He выше чем в атмосфере ($\gamma = 5\cdot10^{-6}$) создавались калибровочные воздушные смеси с известным содержанием ^{4}He. Для создания калибровочных смесей был разработан специальный стенд. Предпринятые усилия позволили использовать прибор MS-40 как средство измерения.

Из-за низкого разрешения по массам, течеискатель не мог отличать D_2 от ^{4}He, что создавало неопределенность в получаемых результатах. Устранить эту неопределенность и была призвана спектральная оптическая методика.

В эксперименте предпринимались попытки регистрации быстрых нейтронов. Методика поиска нейтронов была основана на регистрации протонов отдачи, для чего использовался детектор из органического сцинтиллятора (диаметр 40 мм и длина 60 мм) совмещенный с ФЭУ. Но ни в одном опыте никаких сигналов, указывающих на рождение нейтронов в момент электровзрыва, зарегистрировано не было.

3.3. Результаты эксперимента

Газовые диагностики

После ЭВП в камере регистрировалось давление порядка P_1 ~50 Па, что хорошо коррелирует с результатами [1]. Проведенный с помощью масс-спектрометра МС-200 [24], химический анализ газа, возникшего в результате электровзрыва, показал, что примерно на 40 % он состоит из водорода, а остальные 60 % смеси близки по своему химическому составу к воздушной смеси. Из типичного масс-спектра газа представленного на рисунке 5 видно, что в спектре превалируют пики m = 2 а.е.м. (молекула водорода H_2) и m = 28 а.е.м. (молекула азота N_2 или угарного газа CO). Однако, учитывая тот факт, что пик m = 14 а.е.м. (атом азота N) и пик m = 32 а.е.м. (молекула кислорода O_2), относительно невелики, можно уверенно говорить о том, что пик m = 28 а.е.м. представляет собой газовую смесь из азота и угарного газа. На спектре также видны пики воды и ее «осколков» (H_2O, OH, O), которые всегда присутствуют в масс-спектрометрическом оборудовании. Это связано с тем, что молекулы воды очень хорошо адсорбируются поверхностью.

Скачок давления и химический состав газа слабо зависели от параметров проволочки (ее радиуса и длины). Это означает, что основной вклад в газовую фазу ЭВП, был обусловлен дегазацией стенок камеры и других конструктивных элементов. Одним из способов уменьшения количества дегазированных частиц является уменьшение декремента затухания разрядного контура. Для получения апериодического токового импульса между кабелями, транспортирующими импульс от батареи к нагрузке, и самой проволочкой было вставлено нелинейное от температуры сопротивление. На рисунке 6 представлены токовые осциллограммы экспериментов с разными режимами: осциллирующим током (опыт № 147) и почти с апериодическим токовым импульсом (опыт № 109). При одинаковых размерах W проволочки в экспериментах с низкой добротностью контура давление газа после ЭВП, усредненное по серии из 5 опытов, составило P_L = 22±2 Па, а в экспериментах с высокой добротностью контура P_H = 61±5 Па. Сопоставляя полученные значения давления с токовыми осциллограммами можно сделать вывод о том, что более половины от общего количества газа образуется уже после прохождения первого полупериода тока, т.е. за счет осциллирующего разряда.

На приведенном масс-спектре (рис. 5) пик в районе третьей массы лишь едва заметен. На рисунке 7

представлен увеличенный фрагмент масс-спектра в области легких масс. На спектре отчетливо видно присутствие пика m = 3, который присутствует также на рисунке 5, но является малозаметным. В связи с тем, что прибор МС-200 не обладает достаточной разрешающей способностью, пик m = 3 может быть, вообще говоря, интерпретирован как: молекула HD, ион водорода H_3^+, изотоп водорода ^{3}H и изотоп гелия ^{3}He. Наличие в эксперименте трития ^{3}H представляется маловероятным, поскольку не было зарегистрировано сколь-нибудь значимого уровня радиоактивности. Приписать наличие пика m = 3 к ионам водорода H_3^+ представляется затруднительным, поскольку такие ионы живут очень мало по сравнению со временем измерения. Возможность образования такого иона в ионизаторе масс-спектрометра пренебрежимо мала [25]. Таким образом, наличие пика m = 3 а.е.м. в спектре связано с появлением либо молекул HD, либо с атомами ^{3}He. Следует отметить, что в приборе MS-40 существует опция измерения количества частиц с m = 3, но невозможность проведения калибровки, из-за отсутствия баллона с ^{3}He, не позволила нам использовать эту функцию MS-40 для подсчета количества частиц с m = 3.

Источником водорода могли служить: влага, оставшаяся на металлических поверхностях; витоновые прокладки, использовавшиеся для уплотнения или водород, не полностью диффундировавший при прогреве вольфрамовой проволочки. На основании проведенных исследований пока затруднительно однозначно указать на источник происхождения столь значительного количества водорода. Но поскольку в масс-спектре присутствует заметное количество осколков воды, то можно утверждать, что значительная часть водорода обязана своим происхождением влаге на стенках камеры. Соотношение между обычной H_2O и полутяжелой водой DHO составляет примерно 3500:1. Примерно такое же соотношение выполняется и для газа H_2 и HD, поэтому в газовом масс-спектре следует ожидать такого же соотношения между амплитудами пиков со 2-й и 3-й массой. Тем не менее зарегистрированное в экспериментах соотношение между пиками с m = 2 и m = 3 находилось в диапазоне 200...30:1.

Прибор МС-200 позволял также регистрировать значения ионных токов для выбранных масс в зависимости от времени. Временная зависимость пиков m = 2 и m = 3 представлена на рисунке 8. Если предположить, что наличие пика m = 3 связано с молекулами HD то временной ход пиков m = 2 и m = 3 должен коррелировать во времени, так как и тот и другой пик обусловлен наличием водорода в измеряемой смеси газов. Как видно из рисунка 8 пик m = 3 достаточно быстро исчезает и временной тренд пиков m = 2 и m = 3 не соответствует сделанному предположению. Таким образом, полученные экспериментальные данные указывают на то, что появление пика с m = 3 может быть связано с образованием ^{3}He. Поскольку оптические спектры ^{3}He и ^{4}He очень похожи, то такой вывод не противоречит результатам

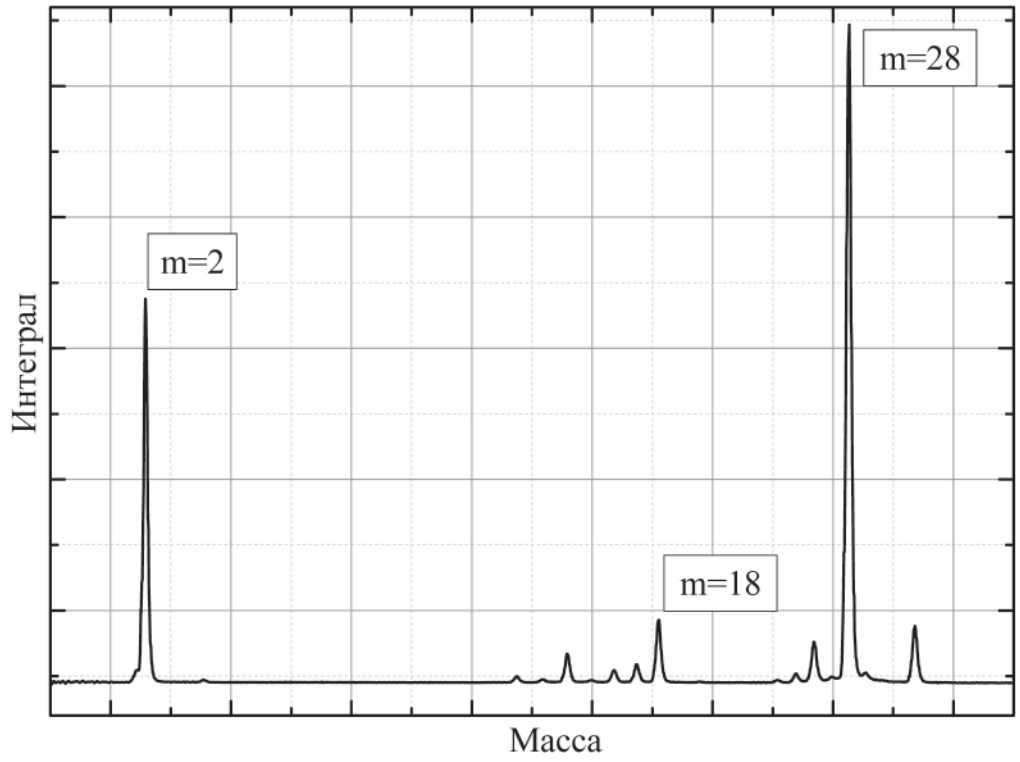


Рис. 5. • Масс-спектр газа, образовавшегося в результате ЭВП

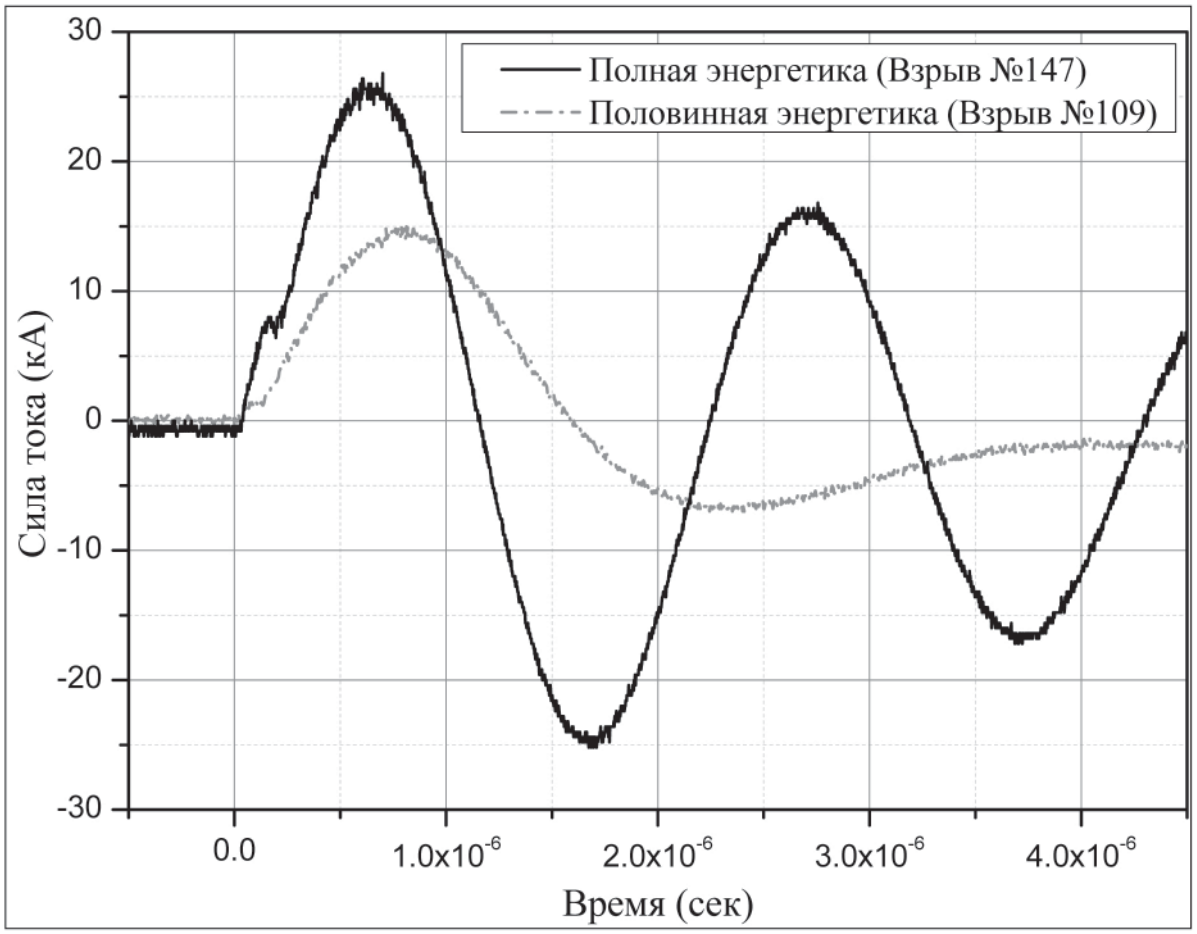


Рис. 6. • Осциллограммы для различных декрементов затухания импульса тока

работы [1], но заметно противоречит теоретическим соображениям, высказанным в настоящей статье.

При измерении с помощью течеискателя MS-40 количества частиц $m = 4$, содержащихся во взрывной камере, методика непрерывного измерения общего давления оказалась также очень полезной, поскольку позволяла, с хорошей точностью, учитывать количество ^{4}He поступающего во взрывную камеру из атмосферы вместе с воздухом.

Процедура измерения количества частиц с $m = 4$ состояла в следующем. После электровзрыва весь находящийся во взрывной камере газ скачивался через гелиевый течеискатель, который позволял подсчитать общее число атомов $m = 4$. Затем вентиль, соединяющий течеискатель с взрывной камерой, перекрывался и, в течение нескольких часов, давление в камере нарастало за счет диффузии газа из стенок и натекания воздуха через уплотнения. Затем процедура скачивания через течеискатель повторялась. Результаты измерений приведены на графике (рис. 9).

Из рисунка видно, что скорость образования частиц газа $m = 4$ после электровзрыва вольфрамовой проволочки уменьшается со временем, а через время T ~70 ч становится постоянной. Возможное объяснение временной зависимости концентрации частиц с $m = 4$ состоит в том, что образовавшиеся в момент ЭВП атомы ^{4}He обладают высокой энергией и «забиваются» в поверхность кварцевой колбы на некоторую глубину, а затем медленно диффундируют из кварцевых стенок камеры. Следует отметить, что гелий обладает аномально высоким коэффициентом диффузии в кварце [26]. Из кривой на рисунке 9 видно, что уже через 70 часов основным механизмом, определяющим поступление гелия в разрядную камеру, становится натекание гелия из атмосферы через соединительные уплотнения.

Для того, чтобы убедиться, что регистрируемая после электровзрыва частицы с $m = 4$ являются ^{4}He и их появление связано с электровзрывом вольфрамовой проволочки, была проведена серия проверочных экспериментов, в которых в качестве нагрузки использовалась проволочка из железа. Железная проволочка была выбрана потому, что для изотопов железа α-распад энергетически запрещен, в отличие от изотопов вольфрама. Если бы эффект накопления частиц $m = 4$ был связан только с внешними факторами, то временной тренд скорости накопления частиц после электровзрыва железной проволочки не отличалось

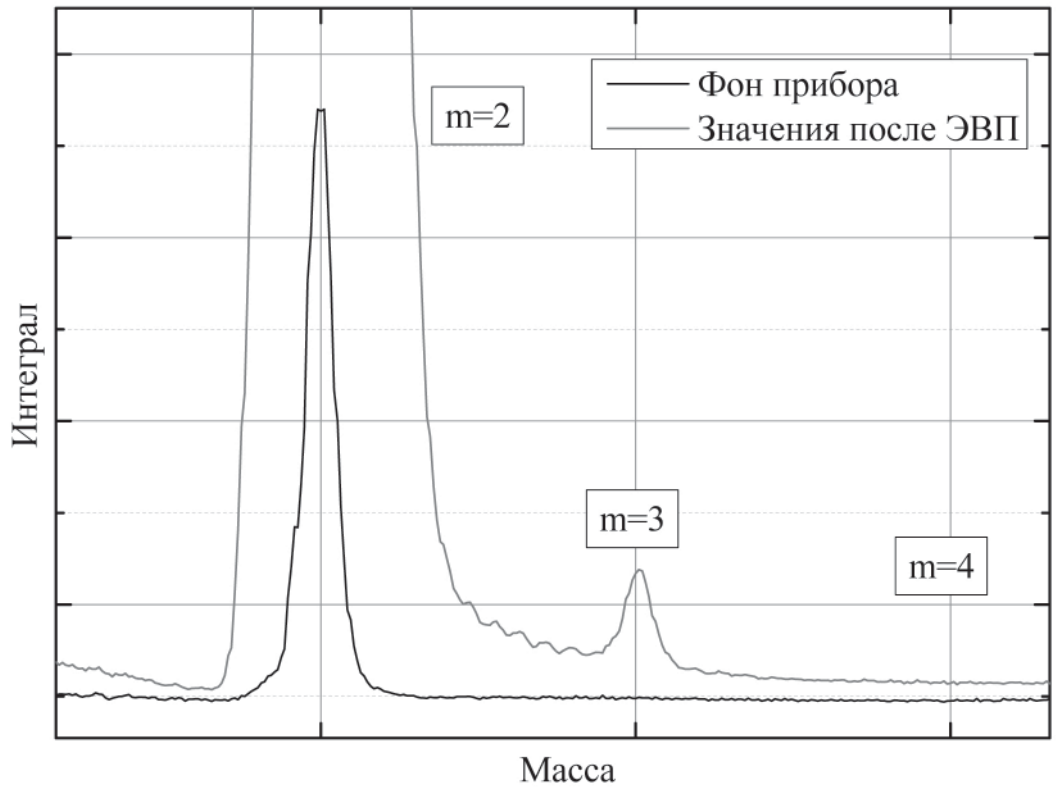


Рис. 7. • Фрагмент масс-спектра в области легких масс

бы от кривой, представленной на рисунке 9. Однако в экспериментах с железной проволочкой скорость натекания была постоянной и полностью определялась натеканием газа из атмосферы. Количество частиц $m = 4$, измеренное через 2 ч после ЭВП железной проволочки, составило $(6{,}2\pm0{,}9)\cdot10^{11}$ ед/Па, что соответствует естественной концентрации гелия в атмосфере $(5{,}2\pm0{,}2)\cdot10^{11}$ ед/Па. В то время как при ЭВП вольфрамовой проволочки концентрация частиц $m = 4$ достигала $6\cdot10^{12}$ ед/Па и выше. Таким образом, проведенные проверочные эксперименты с железной проволочкой позволяют сделать предварительный вывод о том, что часть регистрируемых после ЭВП частиц с $m = 4$ а.е.м. связана именно с электровзрывом вольфрамовой проволочки.

Были предприняты попытки установить зависимость измеряемого количества частиц с $m = 4$ от длины и диаметра W проволочки, однако, из-за небольшой величины избыточного количества частиц с $m = 4$ над фоном и недостаточной воспроизводимости экспериментов, статистически значимых результатов ($\sigma \geq 3$) добиться не удалось. Тем не менее, следует отметить, что в режиме «горячего старта» регистрируемое количество частиц с $m = 4$ было почти в 2 раза меньше, чем при электровзрыве «холодной» проволочки. Это соотношение не зависело от декремента затухания импульса тока, т.е. наблюдалось в обоих режимах работы установки. Однако дать обоснованный ответ на вопрос: чем же именно вызвано наблюдавшееся при «горячем старте» уменьшение частиц с $m = 4$, на сегодняшний день представляется затруднительным.

Результаты измерений оптических методик

Высокая чувствительность методики, соединяющая в себе призменный монохроматор УМ-2 + ЭОП, позволяла получать обзорные спектры видимого диапазона при каждом электровзрыве вольфрамовой проволочки в вакууме. На рисунке 10 представлены обзорные оптические спектры зарегистрированные в момент электровзрыва вольфрамовых проволочек различных диаметров (10 мкм, 70 мкм и 200 мкм). В центральной области каждого рисунка расположен исследуемый спектр излучения. В нижней и в верхней областях рисунка расположены калибровочные спектры ртутно-гелиевой и водородной лампам, с помощью которых производилась идентификация отдельных линий исследуемого спектра. Наиболее яркими в исследуемом спектре являлись: линия атомарного водорода H_α ($\lambda_{H\alpha} = 6563$ Å), а также две линии в красной области, которые не удавалось идентифицировать с помощью данной диагностики, в силу низкой разрешающей способности спектрометра УМ-2.

Как правило, обзорный спектр представлял комбинацию дискретного и непрерывного спектров. Однако, при малых диаметрах (10 мкм) проволочки непрерывная составляющая спектра практически отсутствовала (рис. 10а), а при больших диаметрах (200 мкм) интенсивность ее была столь значительна,

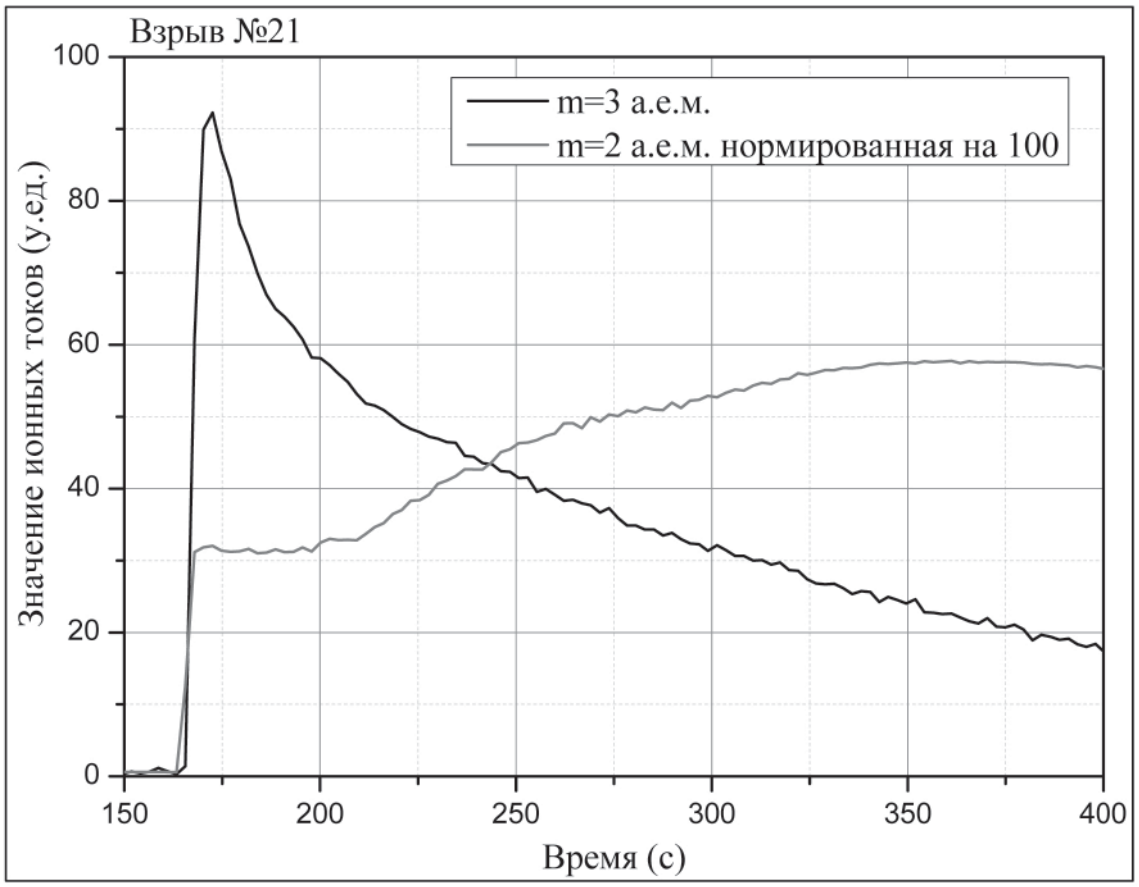


Рис. 8. • Временная зависимость пиков m = 2 а.е.м и m = 3 а.е.м.

что в красной области спектра дискретная составляющая вообще не просматривается на непрерывном фоне (рис. 10в). Как видно из рисунка 10б при средних диаметрах (70 мкм) интенсивности дискретной и непрерывной составляющей спектра примерно одинаковы.

Помимо регистрации оптических спектров, с помощью полупроводникового фотодиода проводилось исследование интенсивности поведения интегрального света во времени. Было обнаружено, что при диаметрах проволочки больше 100 мкм интенсивность излучения имеет двугорбый характер. Максимум интенсивности второго пика приходится примерно на 200 мкс от начала ЭВП. К этому времени конденсаторная батарея уже практически полностью разряжена, энерговклад в проволочку прекратился и поэтому наблюдаемое поведение света представляется весьма неожиданным. При значениях диаметра меньше 100 мкм второй пик интенсивности не появляется. Сигналы с фотодетектора, приведенные к единому масштабу представлены на рисунке 11.

Сопоставление результатов спектральных измерений представленных на рисунке 10 и временных на рисунке 11. позволяет предположить, что наличие первого максимума интенсивности излучения связано с дискретной составляющей оптического спектра, а наличие второго максимума – с непрерывной составляющей спектра. Данный результат легко воспроизводим и наблюдался в любом из экспериментах с W проволочками диаметром более 100 мкм. Исходя из имеющихся экспериментальных данных, достаточно сложно сказать что-то определенное о физической причине возникновения второго пика в интенсивности интегрального света. Однако учитывая тот факт, что расстояние между световыми пиками практически не зависит от диаметра взрываемой проволочки (рис. 11), можно предположить, что появление второго пика связано с рекомбинацией плазмы на стенках камеры. Исходя из выше сделанного предположения, среднюю скорость разлета плазмы можно оценить как V_p ~2·10^4 см/с.

Для более точной идентификации линий спектра оптического излучения использовался спектрометр СТЭ-1 совмещенный с ПЗС-линейкой, в качестве регистрирующего элемента. Это позволило однозначно идентифицировать несколько линий, которые наблюдались и в обзорных спектрах, но их идентификация была затруднительной в силу низкого разрешения спектрометра УМ-2. Ими оказались: желтый дуплет натрия λ_{Na} = 5889\5895 Å (рис. 12), линия атомарного

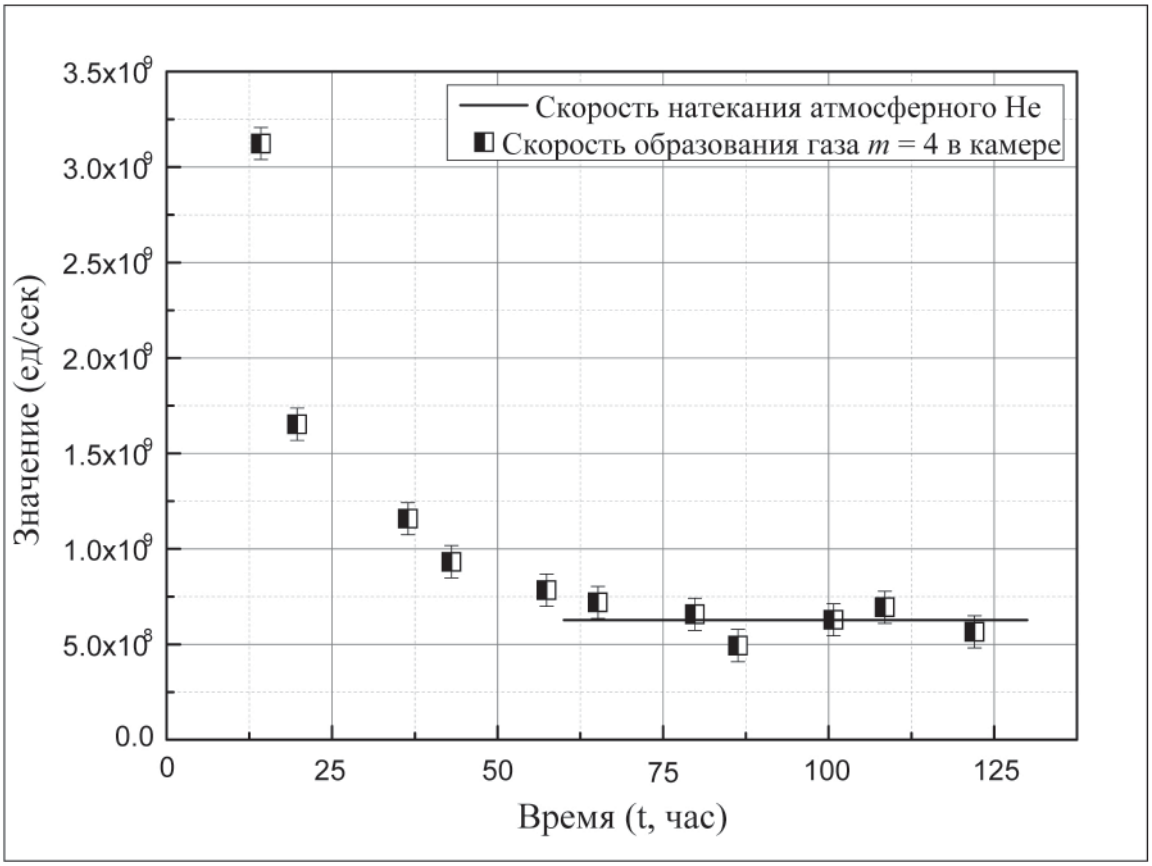


Рис. 9. • Скорость появления частиц с $m = 4$ в камере после ЭВП (взрыв № 54)

кислорода λ_O = 7771\7774\7775 Å (рис. 13) и линия иона углерода λ_{C+} = 7231\7236 Å (рис. 14).

Сопоставляя полученные результаты с результатами работы [1] можно предположить, что именно эти спектральные линии и наблюдали, но не смогли расшифровать К. Айрон и Дж. Вендт в своем эксперименте.

Регистрация эмиссионного спектра излучения с высоким разрешением позволила измерить температуру электронов в возникавшей вольфрамовой плазме. Для расчетов была использована модель локального термодинамического равновесия (ЛТР) [27, 28]. Так как измерение абсолютной интенсивности линий – задача очень непростая, то в расчетах использовались относительные интенсивности спектральных линий, которые были получены при исследовании отдельных участков. Учитывая вероятность или силу осциллятора перехода [29] температура электронов вольфрамовой плазмы была определена для нескольких пар спектральных линий с помощью формулы:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{g_2}{g_1}\frac{f_2}{f_1}\frac{\lambda_1^3}{\lambda_2^3}\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right),$$

где I_i – относительная интенсивность спектральных линий вольфрама; g_i – статистический вес уровней; f_i – сила осциллятора перехода; λ_i – длина волны спектральной линии; ΔE – разность энергий возбуждения исследуемых линий; T_e – электронная температура плазмы.

Таблица 2. • Значения для расчета электронной температуры плазмы

λ, Å	I, отн.ед.	gf, ед.	E, см$^{-1}$	T_e, K
5864,63	800	0,036	36 874	4568
5804,87	1200	0,45	43 452	
5947,58	870	0,016	30 587	5295
5735,09	1000	0,82	44 920	
6964,12	130	0,0022	14 355	5893
7140,54	310	0,0046	14 000	

В таблице 2 представлены необходимые для расчета значения относительных интенсивностей линий вольфрама, полученных экспериментально и табличные значения, приведенные в [29].

Из таблицы 2 видно, что средняя температура электронов в вольфрамовой плазме, образовавшейся

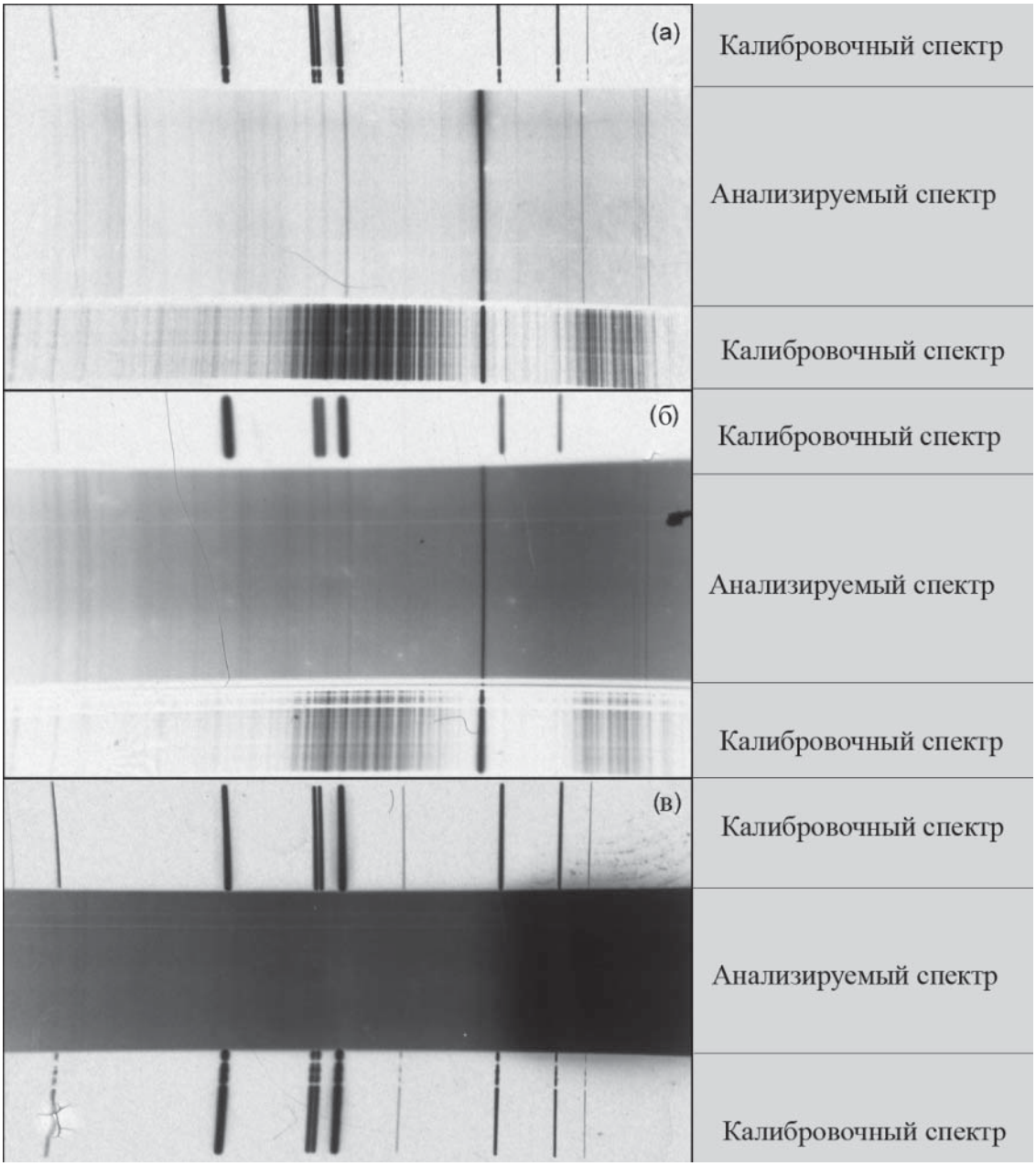


Рис. 10. • Обзорный спектр излучения электровзрыва вольфрамовой проволочки разных диаметров:
(а) – 10 мкм; (б) – 70 мкм; (в) – 200 мкм

в результате ЭВП, составляет ~0,5 эВ. Как видно температура плазмы оказалась в несколько раз меньше, того значения, которое рассчитывали достичь Айрон и Вендт в своих экспериментах [1] .

Данные оптического спектрального анализа и газового масс-спектрометра, однозначно показали, что при ЭВП в камере возникает газовая смесь с высокой концентрацией водорода. Что же касается присутствия гелия в газовой фазе ЭВП, то во многих опытах данные, получаемые с помощью MS-40, свидетельствовали о присутствии во взрывной камере частиц с $m = 4$ с концентрацией превышающей концентрацию ^{4}He в атмосфере, но оптические линии He удалось зарегистрировать лишь в нескольких экспериментах. В связи с этим, было проведено исследование влияния водорода на излучательную способность атомов гелия. Эти исследования проводились в водородно-гелиевой среде при различных отношениях парциальных давлений ^{4}He и H_2.

Плазменный разряд возбуждался в разрядной камере с помощью конденсаторной батареи установки «ГЕЛИОС». В камере устанавливалось давление газовой смеси P ~1 Торр, что по порядку величины соответствовало величине P_B после электровзрыва. Из

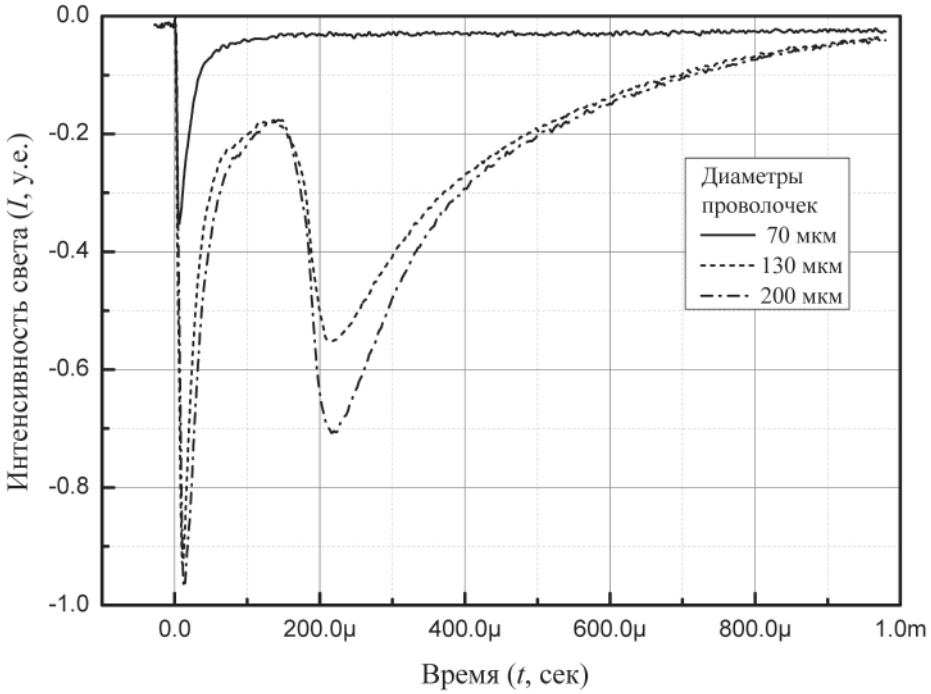


Рис. 11. • Зависимость интенсивности интегрального света от времени для проволочек различного диаметра

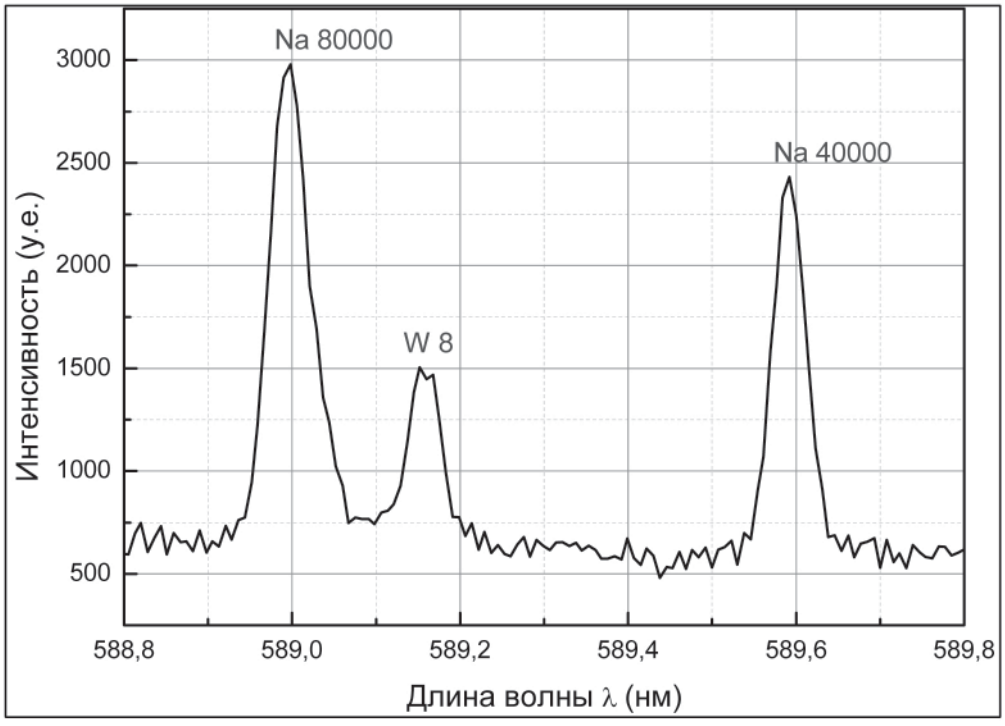


Рис. 12. • Фрагмент линейчатого спектра натрия высокого разрешения

проверочных экспериментов следует, что при соотношении $^4He:H_2$ = 1:20 переход соответствующий длине волны ^4He λ_2 = 6678,15 Å, практически не виден, а рядом с длиной волны гелия λ_1 = 5875,62 Å проявляется сильная молекулярная линия водорода. А при соотношении $^4He:H_2$ = 1:50 линия гелия с длиной волны λ_1 = 5875,62 Å перестает излучать. По всей видимости возбуждение снимается за счет

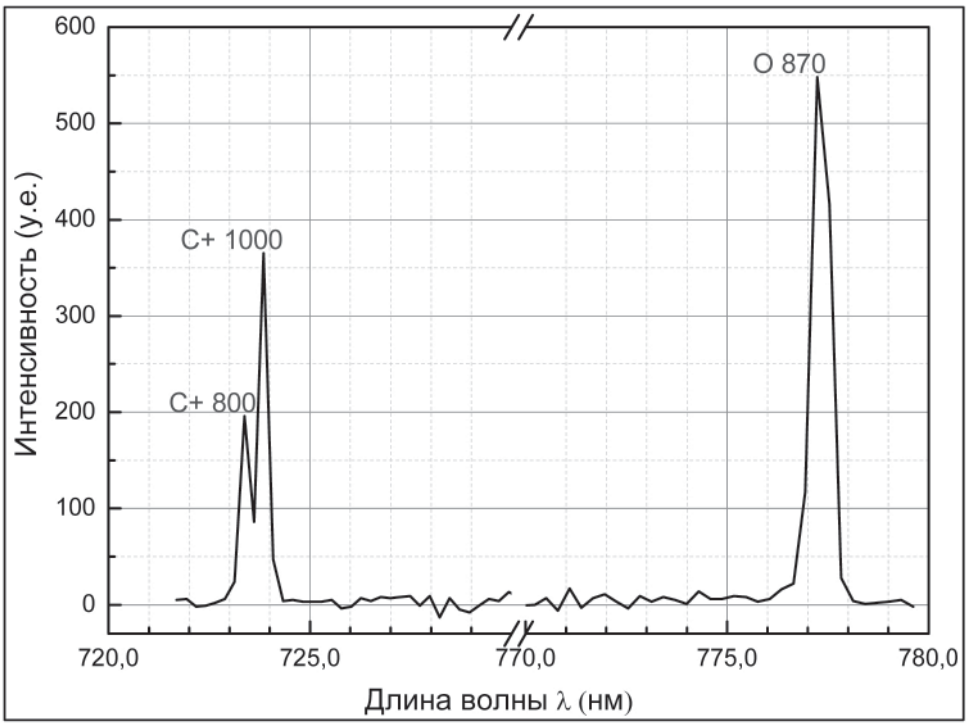


Рис. 13. • Фрагмент спектра линий атомарного кислорода и иона углерода (в скобках проставлена интенсивность линий взятая из справочника) зарегистрированный в момент электровзрыва с помощью УМ-2 на который была установлена ПЗС-линейка в качестве регистрирующего элемента

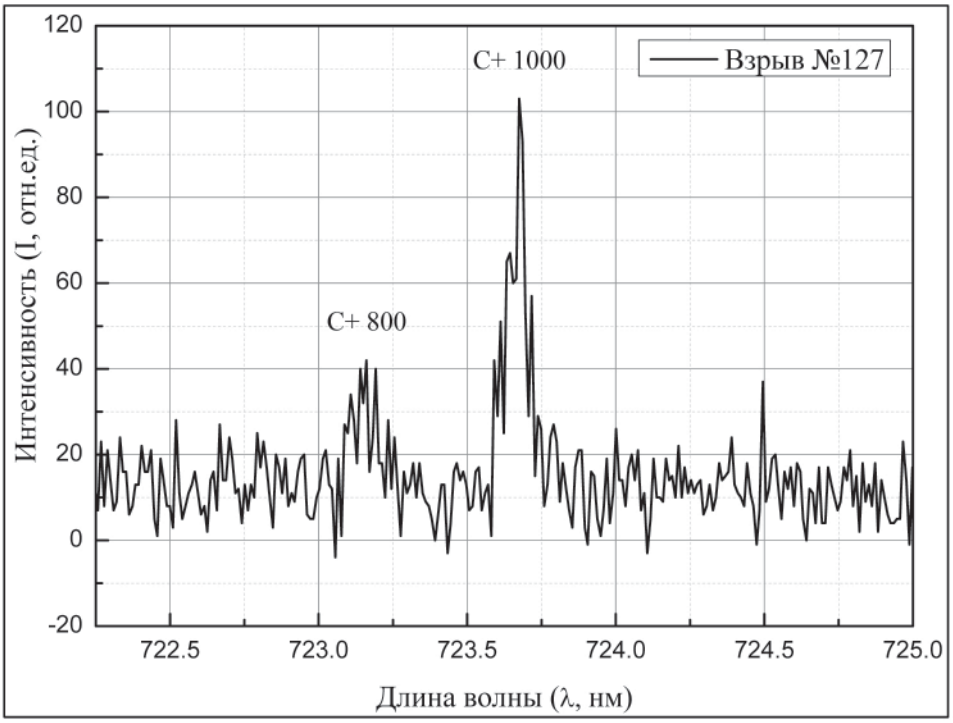


Рис. 14. • Фрагмент спектра высокого разрешения линий иона углерода

соударений с молекулами водорода. Из проведенной методической работы ясно, что без снижения парциального давления водорода, в образующейся газовой смеси, идентификация гелия с помощью оптической методики в момент ЭВП представляется маловероятной.

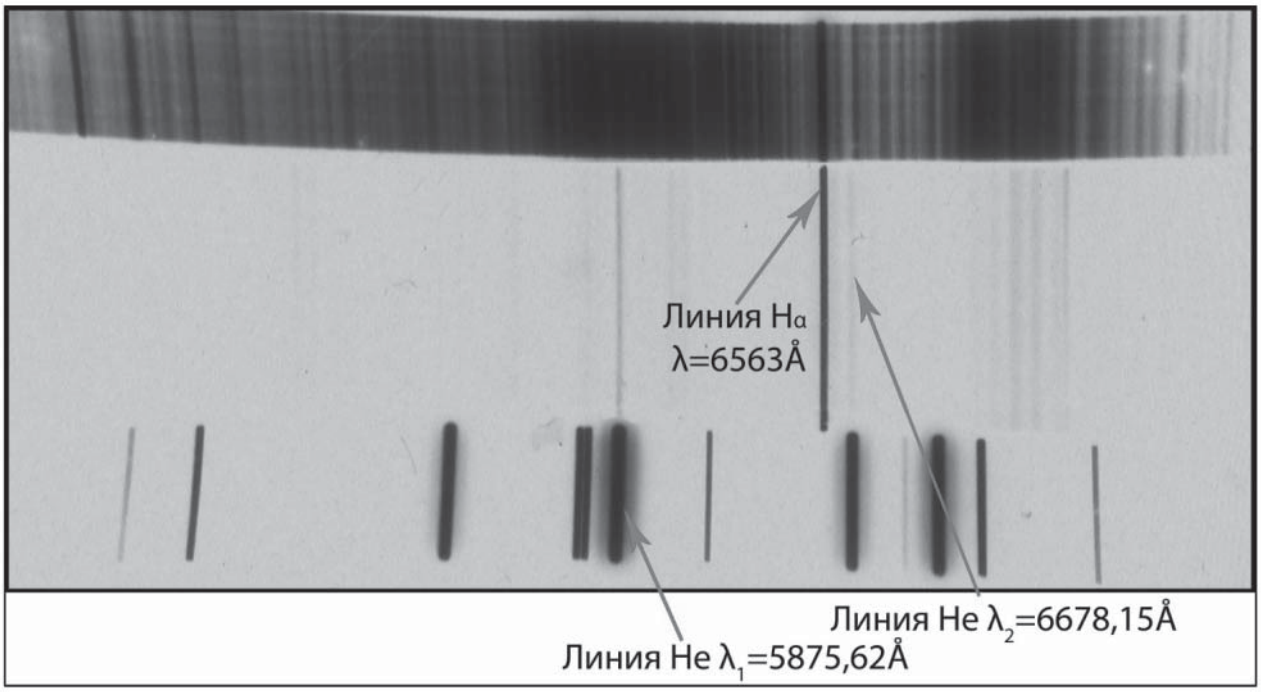


Рис. 15. • Спектр излучения газовой смеси, полученный после проведения в ней серии разрядов

Из зависимости, представленной на рисунке 9, следует, что количество атомов с m = 4, регистрируемое с помощью гелиевого течеискателя спустя 1…3 ч после ЭВП на порядок больше, чем при измерении непосредственно сразу после ЭВП. Следует заметить, что такой результат оказался весьма неожиданным. Кроме того, почти весь водород, образовавшийся в разрядно-взрывной камере в результате ЭВП, скачивается течеискателем при первом измерении частиц и в дальнейшем уже не образуется в камере. Следовательно, в газовой смеси образующейся после первого измерения соотношение $^4He:H_2$ значительно выше, чем в газовой смеси образовавшейся непосредственно после электровзрыва. Последнее обстоятельство, позволяло надеяться, что в газовой смеси с более высоким отношением $^4He:H_2$ удастся зарегистрировать оптический спектр гелия. Для реализации этой идеи, спустя несколько часов после ЭВП, с помощью высоковольтных импульсов в кварцевой камере возбуждался остаточный газ и в этих условиях был зарегистрирован спектр, представленный на рисунке 15. На рисунке 15 уверенно просматриваются две самые интенсивные линии ^4He с длинной λ_1 = 5875,62 Å и λ_2 = 6678,15 Å. Следует подчеркнуть, что при возбуждении естественной воздушной смеси, давление которой было точно таким же, как и давление остаточного газа, линии ^4He никогда не регистрировались. Это означает, что концентрация ^4He в остаточном газе выше, чем в воздухе. Этот аргумент служит в пользу того, что измеряемая с помощью MS-40 масса m = 4 является ^4He.

Поскольку в режиме апериодического ЭВП водорода выделалось меньше чем при ЭВП с высокой добротностью, то и соотношение $^4He:H_2$ в момент электровзрыва было выше. Это обстоятельство позволило в одном из экспериментов зарегистрировать линию ^4He (λ_1 = 5875,62 Å) непосредственно в момент ЭВП, спектр которого представлен на рисунке 16.

Результаты анализа твердых продуктов ЭВП

Для определения химического состава твердотельных продуктов взрыва вольфрамовой проволочки проводилось исследование фрагментов поверхности кварцевой разрядно-взрывной камеры. С помощью сканирующего рентгеновского фотоэлектронного микрозонда PHI Quantera SXM был проведен анализ внутренней поверхности кварцевой камеры, в которой производилась серия экспериментов по электровзрыву вольфрамовой проволочки на установке «ГЕЛИОС». Рентгено-флуоресцентный анализ показал наличие углерода, натрия, азота. Наличие азота, по-видимому, указывает на то, что кварц, в ходе подготовки эксперимента, не прогревался, поскольку такой эффект обычно наблюдается при контакте кварца с атмосферой. Как правило, наличие углерода и натрия трактуется как грязь на поверхности, но на внешней стороне этого же фрагмента кварцевой колбы следов натрия обнаружено не было. Наличие натрия и углерода на внутренней поверхности кварцевой колбы определенных с помощью РФЭС, согласуется с результатами, полученными с помощью оптических методик, поэтому наличие этих элементов, по всей видимости, не носит примесного характера.

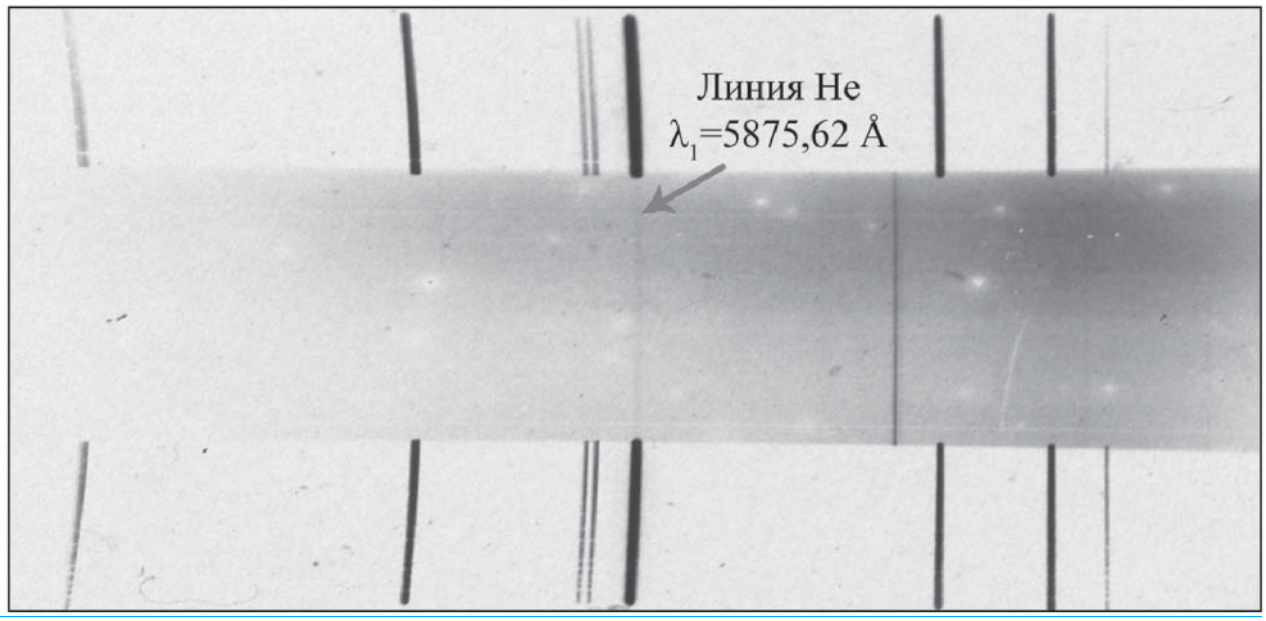


Рис. 16. • Спектр излучения газовой смеси, полученный в момент ЭВП

Для масс-спектрометрического анализа твердых остатков, получающихся в результате ЭВП, использовался лазерный масс-спектрометр с магнитным разделением ионов, чувствительность которого составляла $10^{-4}...10^{-5}$ ат. %. Масс-спектрометрический анализ исходной вольфрамовой проволочки показал, что на 98,5 ат. % она состоит из атомов W, а ее исходный изотопный состав полностью соответствует природному. Изотопный анализ остатков вольфрамовой проволочки после ЭВП продемонстрировал полное отсутствие изотопа ^{180}W, хотя в исходной проволочке он регистрировался уверенно на уровне 0,14 %. Однако для того чтобы на основании твердотельных масс-спектрометрических измерений можно было сделать какие-либо определенные выводы, набранная на сегодняшний день статистика является недостаточной.

4. Выводы и благодарности

На основании полученных данных можно сделать следующие выводы:

1. Количество газа, образующееся в результате ЭВП вольфрамовой проволочки составляет $10^{18...19}$, что совпадает с данными [1]; но подавляющая часть этого газа образуется за счет десорбции. Можно предположить, что и работе [1] большая часть обнаруженного газа носила примесный характер. В рабочей колбе [1] отсутствовал водород и присутствовали пары ртути (ртутный насос), что значительно облегчало возбуждение уровней атомов гелия. По своим параметрам рабочая камера [1] была идентична ртутно-гелиевой лампе. Таким образом, количество атомов гелия образовавшегося при электровзрыве вольфрамовой проволочки [1] могло быть достаточно малым.
2. Несмотря на все предпринятые меры полностью избавиться от присутствия водорода в системе не удалось, что заметно осложнило диагностику He.
3. В ряде экспериментов уверено регистрировалось появление $m = 3$. Однозначно ее идентифицировать не удалось, но в статье представлены экспериментальные аргументы в пользу того, зарегистрированная масса $m = 4$ могла являться ^{3}He. Это неожиданный результат, но он не противоречит результатам [1], хотя и находится в противоречии с высказанными теоретическими предпосылками.
4. В газовой смеси образующейся после электровзрыва уверенно регистрируется наличие атомов с $m = 4$, но на основании имеющихся данных нельзя однозначно утверждать, что они являются атомами ^{4}He. Количественные измерения показывают, что концентрация атомов $m = 4$ в газе образовавшемся после электровзрыва ~5...7 раз выше чем ^{4}He в воздушной смеси.
5. Вопреки ожиданиям, наибольшее количество атомов $m = 4$ регистрируется не сразу после ЭВП, а через 1…3 ч.
6. Также как и в работе [1] в оптических спектрах наблюдаются яркие линии в красной части спектра, которые удалось идентифицировать с помощью современных методик.

7. При ЭВП вольфрамовых проволочек не наблюдалось возникновения быстрых нейтронов.

Таким образом, полученные результаты не противоречат результатам работы Айрона и Венда. Но чтобы уверено говорить о протекании низкоэнергитических ядерных реакций во время ЭВП необходимо указать все дочерние ядра и установить энергетический баланс реакций.

К нашему большому сожалению, по независящим от нас обстоятельствам, настоящее исследование осталось незавершенным. Считаем своим приятным долгом выразить благодарность за помощь в проведении экспериментов своим коллегам: Мижирицкому В.И. и Аршбе Р.М., а также своим молодым коллегам, студентам МФТИ: Белоусу П.В., Стешенко Г.К., Леванову А.А., Шпаковскому Т.В., Жотикову Г.И.; Стеблевскому А.В. (ИОНХ АН) за проведение твердотельной масс-спектрометрии; Федечкину И.Л. (ФТИ им. Иоффе) за помощь при проведении газовой масс-спектрометрии; Силькису Э.Г. (ИС АН) за помощь при проведении оптической спектроскопии; Петрову Д.В. (НИИЯФ МГУ) за проведение анализов на сканирующем микроскопе; Лазбе Б.А. (СФТИ) за организационную поддержку при создании лаборатории и во время проведения экспериментов.

Особую благодарность авторы выражают Анри Амвросьевичу Рухадзе за интерес к работе, стимулирующие обсуждения и научную поддержку.

Список литературы

1. Wendt G.L., Irion C.E. Experimental Attempts to Decompose Tungsten at High Temperatures. Amer Chem Soc. Chicago, 1922. 44. Pp. 1887…1894. Contribution from the Kent Chemical Laboratory, University of Chicago.
2. Anderson J.A. The Spectrum of Electrically Exploded Wires. Astrophys. J., Vol. 51. Pp. 37…48.
3. Rutherford E. Nature. London. 1922. Vol. 109. Pp. 418.
4. Wendt G.L. Science. 1922. Vol. 55. Pp. 567.
5. Волков А.А., Говорун А.П., Гуляев А.А. и др. Исследование электрического взрыва проволочек микросекундными импульсами тока в продольном магнитном поле // Журнал технической физики. 2002. Т. 72. С. 115…120.
6. Взрывающиеся проволочки. Под редакцией Рухадзе А.А. Москва: Издательство иностранной литературы, 1963.
7. Электрический взрыв проводников. Под редакцией Рухадзе А.А. М.: «Мир», 1965.
8. Русских А.Г., Бакшт Р.Б., Лабецкий А.Ю. и др. Влияние полярности высоковольтного электрода и предварительного прогрева вольфрамового микропроводника на его энергетические характеристики при взрыве в вакууме // Физика плазмы. 2006. 10:Т. 32. С. 893…906.
9. Грибков В.А. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: ЯНУС-К, 2007. Т. IX-3. С. 288…332.
10. Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И. и др. Физика Плазмы. 2010. 6:Т. 36. С. 1…9.
11. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. Физика плазмы. 2004. 2:Т. 30. С. 99.
12. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al. Phys. of Plasmas. 1998. 5:Vol. 5. Pp. 2105…2112.
13. Cozzini C. et al. Phys. Rev. C 70, 064606 (2004).
14. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971; Т. 2. М.: Мир, 1977.
15. Erma V.A., Phys. Rev. Vol. 105. Pp. 1784 (1957).
16. Filippov D.V., Rukhadze A.A., Urutskoev L.I. Ann. Fond. L.de Broglie. 2004. Vol. 29. Hors Serie № 3. Pp. 1207…1217.
17. Starodubtsev S.V., Romanov A.M. Radioactive transformations nuclei and nuclear envelope. Tashkent: Publising House «Proc. Akad. Uzbek SSR», 1958. 495 p.
18. Urutskoev L.I., Filippov D.V. Physics-Uspekhi. 2004. Vol. 47. № 12. Pp. 1257…1260.
19. Hatting H., Hunchen K., Waffer H. Phys. Rev. Lett. 25, 941 (1970).
20. Филиппов Д.В., Уруцкоев Л.И., Бирюков А.О., Рухадзе А.А., Белоус П.В. Прикладная физика. 2012. № 4. С. 5…14.
21. Bosch F., Faestermann T., Friese J. et al. Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. № 26. Pp. 5190…5193.
22. Filippov D.V., Physics of Atomic Nuclei. Vol. 70. № 2. Pp 258…264; № 12. Pp. 2016…2024 (2007).
23. Уруцкоев Л.И., Рухадзе А.А., Филиппов Д.В. и др. Исследование спектрального состава оптического излучения при электрическом взрыве вольфрамовой проволочки // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. Т. 39. № 7. С. 15…22.
24. Аруев Н.Н., Козловский А.В., Федичкин И.Л. и др. Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Pp. 83...87.
25. Акулов Ю.А., Мамырин Б.А. Изотопно-гелиевый масс-спектрометрический метод исследования бета-распада трития (идея, эксперимент,

применения в ядерной и молекулярной физике) // УФН. 2003. Т. 173. С. 1187…1197.
26. Грошевский Я. Техника высокого вакуума / пер. Булата В.Л. и Булата Э.Л. М.: «Мир», 1975. С. 107…165.
27. Хаддлтстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. Ред. С.Ю. Лукьянова. / пер. Е.И. Доброхотова, Н.Г. Ковальский, В.С. Муховатова. М.: «Мир», 1967. С. 165.
28. Сборник докладов «Температура и ее измерение». ред. А. Арманд, К. Вульфсон. М.: Издательство иностарнной литературы, 1960.
29. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляротов 70 элементов / ред. Р. Золина / перев. О.Н. Митропольская. М.: «Мир», 1968. С. 515…518.

References

1. Wendt G.L., Irion C.E. Experimental Attempts to Decompose Tungsten at High Temperatures. Amer Chem Soc. Chicago, 1922. 44. Pp. 1887…1894. Contribution from the Kent Chemical Laboratory, University of Chicago.
2. Anderson J.A. The Spectrum of Electrically Exploded Wires. Astrophys. J., Vol. 51. Pp. 37…48.
3. Rutherford E. Nature. London. 1922. Vol. 109. Pp. 418.
4. Wendt G.L. Science. 1922. Vol. 55. Pp. 567.
5. Volkov A.A., Govorun A.P., Gulyaev A.A. et al. Issledovanie elektricheskogo vzryva provolochek mikrosekundnymi impulsami toka v prodolnom magnitnom pole [The study of electrical explosion of wires current microsecond pulses in a longitudinal magnetic field]. Zhurnal tekhnicheskoy fiziki [Journal of Technical Physics]. 2002. Vol. 72. Pp. 115…120.
6. Vzryvayushchiesya provolochki [Exploding wires]. Ed. by A.A. Rukhadze. Moskva: Izdatelstvo inostrannoy literatury [Moscow: Foreign Literature Publishing House]. 1963.
7. Elektricheskiy vzryv provodnikov [Electric explosion of conductors]. Ed. by A.A. Rukhadze. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1965.
8. Russkikh A.G., Baksht R.B., Labetskiy A.Yu. et al. Vliyanie polyarnosti vysokovoltnogo elektroda i predvaritelnogo progreva volframovogo mikroprovodnika na ego energeticheskie kharakteristiki pri vzryve v vakuume [Impact of high-voltage electrode polarity and preheat tungsten micro strip on its power characteristics in an explosion in a vacuum]. Fizika plazmy [Plasma physics]. 2006. 10:Vol. 32. Pp. 893…906.
9. Gribkov V.A. Entsiklopediya nizkotemperaturnoy plazmy [Encyclopedia of Low-Temperature Plasma]. Moscow: Publishing House «YaNUS-K», 2007. Vol. IX-3. Pp. 288…332.
10. Ananev S.S., Bakshaev Yu.L., Blinov P.I. et al. Fizika plazmy [Plasma physics]. 2010. 6:Vol. 36. Pp. 1…9.
11. Volkov G.S., Grabovskiy Ye.V., Mitrofanov K.N., Oleynik G.M. Fizika plazmy [Plasma physics]. 2004. 2:Vol. 30. Pp. 99.
12. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al. Phys. of Plasmas. 1998. 5:Vol. 5. Pp. 2105…2112.
13. Cozzini C. et al. Phys. Rev. C 70, 064606 (2004).
14. Bor O., Mottelson B. Struktura atomnogo yadra [The structure of the atomic nucleus]. Vol. 1. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1971; Vol. 2. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1977.
15. Erma V.A., Phys. Rev. Vol. 105. Pp. 1784 (1957).
16. Filippov D.V., Rukhadze A.A., Urutskoev L.I. Ann. Fond. L.de Broglie. 2004. Vol. 29. Hors Serie № 3. Pp. 1207…1217.
17. Starodubtsev S.V., Romanov A.M. Radioactive transformations nuclei and nuclear envelope. Tashkent: Publising House «Proc. Akad. Uzbek SSR», 1958. 495 p.
18. Urutskoev L.I., Filippov D.V. Physics-Uspekhi. 2004. Vol. 47. № 12. Pp. 1257…1260.
19. Hatting H., Hunchen K., Waffer H. Phys. Rev. Lett. 25, 941 (1970).
20. Filippov D.V., Urutskoev L.I., Biryukov A.O., Rukhadze A.A., Belous P.V. Prikladnaya fizika [Applied physics]. 2012. № 4. Pp. 5…14.
21. Bosch F., Faestermann T., Friese J. et al. Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. № 26. Pp. 5190…5193.
22. Filippov D.V., Physics of Atomic Nuclei. Vol. 70. № 2. Pp. 258…264; № 12. Pp. 2016…2024 (2007).
23. Urutskoev L.I., Rukhadze A.A., Filippov D.V. et al. Issledovanie spektralnogo sostava opticheskogo izlucheniya pri elektricheskom vzryve volframovoy provolochki [Study of the spectral composition of the optical radiation in tungsten wire electrical explosion]. Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN [Brief reports by FIAN Physics]. 2012. Vol. 39. № 7. Pp. 15…22.

24. Aruev N.N., Kozlovskiy A.V., Fedichkin I.L. et al. Pisma v ZhTF [Technical Physics Letters]. 1997. Vol. 23. Pp. 83...87.
25. Akulov Yu.A., Mamyrin B.A. Izotopno-gelievyy mass-spektrometricheskiy metod issledovaniya beta-raspada tritiya (ideya, eksperiment, primeneniya v yadernoy i molekulyarnoy fizike) [Helium-isotope mass-spectrometric method for studying tritium beta decay (idea, experiment, nuclear and molecular physics)]. UFN. 2003. Vol. 173. Pp. 1187…1197.
26. Groshevskiy Ya. Tekhnika vysokogo vakuuma [High Vacuum Technology]. Translated by Bulat V.L. and Bulat E.L. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1975. Pp. 107…165.
27. Khaddltstoun R., Leonard S. Diagnostika plazmy [Plasma diagnostics]. Ed. by S.Yu. Lukyanova. Translated by Ye.I. Dobrokhotova, N.G. Kovalskiy, V.S. Mukhovatova. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1967. Pp. 165.
28. Sbornik dokladov «Temperatura i ee izmerenie» [Proceedings of the «Temperature and its measurement»]. Ed. by A. Armand, K. Vulfson. Moskva: Izdatelstvo inostrannoy literatury [Moscow: Foreign Literature Publishing House]. 1960.
29. Korliss Ch., Bozman U. Veroyatnosti perekhodov i sily ostsillyarotov 70 elementov [The transition probabilities and oscillator strength of 70 elements]. Ed. by R. Zolina. Translated by O.N. Mitropolskaya. M.: Mir [Moscow: Publishing House «World»]. 1968. Pp. 515…518.

Сведения об авторах

Уруцкоев Леонид Ирбекович
доктор физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник
Российская академия народного хозяйства и государственной службы при Президенте РФ (РАНХиГС)
119571, Москва, Российская Федерация, пр. Вернадского, 82
E-mail: urleon@yandex.ru

Филиппов Дмитрий Витальевич
доктор физ.-мат. наук, профессор
Всероссийская академия внешней торговли министерства экономического развития РФ
119285, Москва, Российская Федерация, ул. Пудовкина, 4а
E-mail: filippov-atom@ya.ru

Бирюков А.О.
Администрация президента РФ
E-mail: ar.biryukov@gmail.com

Войтенко Д.А.
начальник лаборатории
ГНПО «Сухумский физико-технический институт»
Академия Наук Абхазии (СФТИ)
384912, г. Сухум, Республика Абхазия, Кодорское шоссе 665
E-mail: optisfti@yandex.ru

Астапенко Г.И.
научный сотрудник
ГНПО «Сухумский физико-технический институт»
Академия Наук Абхазии (СФТИ)
384912, г. Сухум, Республика Абхазия, Кодорское шоссе 665

Алабин Кирилл Алексеевич
канд. техн. наук, младший научный сотрудник
Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН
119991, Москва, Российская Федерация, ул. Вавилова, 38
E-mail: alabin.kirill@gmail.com

Марколия Алмасхан Анатольевич
младший научный сотрудник
ГНПО «Сухумский физико-технический институт»
Академия Наук Абхазии (СФТИ)
384912, г. Сухум, Республика Абхазия, Кодорское шоссе 665
E-mail: almahushti@gmail.com

Information about authors

Urutskoev Leonid Irbekovich
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Principle Researcher
The Russian Presidential Academy of National Economy and Public Administration
119571, Moscow, Russian Federation, pr. Vernadskogo, 82
E-mail: urleon@yandex.ru

Filippov Dmitriy Vitalevich
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor
Russian Foreign Trade Academy
119285, Moscow, Russian Federation,
Pudovkina str, 4a
E-mail: filippov-atom@ya.ru

Birykov A.O.
Russian President Administration
E-mail: ar.biryukov@gmail.com

Voitenko D.A.
Head of laboratory
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
384912, Republic of Abkhazia, Sukhum, Kodor highway 665
E-mail: optisfti@yandex.ru

Astapenko G.I.
Researcher
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
384912, Republic of Abkhazia, Sukhum, Kodor highway 665

Alabin Kirill Alekseevich
Cand. of Techn. Sciences, Junior Researcher
Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Russian Federation, Vavilova str., 38
E-mail: alabin.kirill@gmail.com

Markoliya Almaskhan Anatolevich
Junior Researcher
State Scientific and Production Association «Sukhumi Physical-Technical Institute» Abkhazian Academy of Sciences
384912, Republic of Abkhazia, Sukhum, Kodor highway 665
E-mail: almahushti@gmail.com