

ОЦЕНКА ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ «ПРОТОН-21»

А. Пащенко, В. Петухов, И. Шаповал

На протяжении более 10 лет в Лаборатории проводились успешные эксперименты и теоретические исследования по реализации самоорганизующегося ядерного синтеза и экологически чистого источника ядерной энергии. К настоящему времени проведено более 20000 успешных экспериментов, выполнен значительный объем научно-исследовательских работ и накоплен огромный экспериментальный материал. Большая часть результатов экспериментальных и теоретических исследований изложена в книге [1], вышедшей в издательстве Springer в 2007г., и докладывалась на международных конференциях.

Однако, часть результатов, касающихся оценок энергии, выделяющейся в результате синтеза, не была достаточно подробно изложена. Ниже приведен краткий обзор относящихся к этому результатов моделирования и оценка положительного выхода энергии в Установке.

Для определения положительного выхода энергии и коэффициента эффективности (далее обозначается Q) необходим тщательный анализ баланса энергии в Установке. При данной величине вклада энергии первичного драйвера в мишень требуется диагностика энергии, выделяющейся при взрыве мишени – анода. Следует при этом с особенной тщательностью рассмотреть все возможные каналы выделения энергии, чтобы исключить ошибки. Такой подход требует, однако, для рассматриваемого объекта научно-измерительного оборудования высокой стоимости и высокотехнологических разработок по его применению. Поэтому необходимы предварительный выбор и жесткое планирование эффективных прямых измерений с концентрацией ресурсов. Выполнение ориентационных оценок в представляемой работе служит оптимизации такого пути и не заменяет собой необходимость прямых измерений.

Поскольку последовательный учёт каналов выделения энергии аддитивен, получение положительного энергобаланса за счёт выделения энергии уже на части элементов конструкции камеры диода и по части каналов основных процессов в Установке будет гарантировать положительный баланс энергии на Установке в целом.

В указанной роли, как будет показано ниже, выступают зафиксированные в большой серии экспериментов механические деформации поливинилхлоридной трубки (ПВХТ) как непосредственно наблюдаемые и достаточно прозрачные при интерпретации процесса выделения энергии. ПВХТ является структурно и функционально частью катодной системы (Рис.1) и представляет собой цилиндр с осевой полостью, на внутренней поверхности которой имелся спиралевидный рельеф. Сопутствующие основным процессам в Установке деформации, пассивно воспринимаемые трубкой, собственно, и привлекли к себе внимание именно тем, что спиральный рисунок оказывался снаружи деформированных трубок, в то время как до эксперимента спираль имела только на внутренней поверхности приосевой полости ПВХТ. Возник вопрос о величине, пространственно - временном характере и энергетике воздействия на поверхность ПВХТ, вследствие которого она могла и должна была бы принимать наблюдаемые в эксперименте топологические формы. Вскоре стало ясно, что наблюдаемое преобразование ПВХТ реализуется благодаря специфическому давлению продуктов взрыва на её поверхность и временному профилю такого давления.

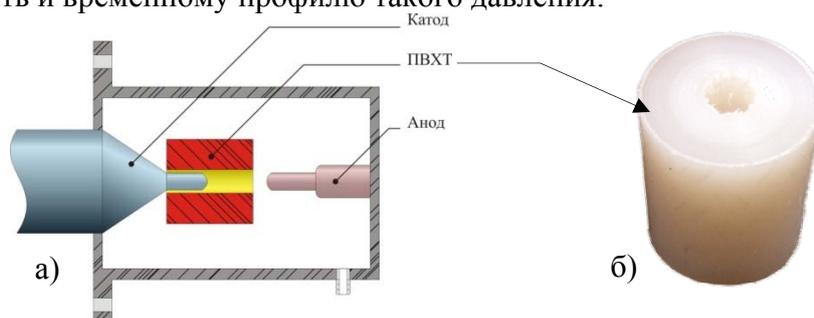


Рис. 1. Схема размещения ПВХТ в анодном узле Установки (а) и фотография исходной ПВХТ (б)

Трудности с экспериментальным прямым определением выделенной энергии приводят к необходимости применения для оценки методов математического моделирования. Фактически накопленный экспериментальный материал в лаборатории и по объёму, и по разнообразию видов деформирования создал базу для определения степени адекватности модели и обоснованности оценки выделения энергии в Установке на её основе.

При моделировании используется метод конечных элементов, позволяющий, с одной стороны, полно и удобно для поставленной задачи параметризовать объект, а, с другой стороны, реализовать сколь угодно детализированное развитие деформирования ПВХТ в серии модельных экспериментов [2,3].

Целью этих вычислительных экспериментов было достижение трубкой в моделируемых экспериментальных условиях взрыва мишени конечного деформированного состояния, наблюдаемого в реальных экспериментах на Установке и определение энергии, требуемой для достижения конкретного вида и степени деформации. Модель должна была адекватно отражать основные свойства происходящих процессов и быть прозрачной для интерпретации результатов.

Основные оценки были получены для модели ПВХТ в приближении *упругости* процессов её формообразования в рамках механики деформируемого твёрдого тела. Известно [8], что при динамическом нагружении на объект поведение материала в существенной степени зависит от скорости приложения нагрузки, истории нагружения, амплитудных значений, времени силового воздействия и т.п. При различных условиях воздействия на материал могут проявляться такие свойства, как вязкопластичность, вязкоупругость, ползучесть, упругость и т.д. Для полимеров при высоких скоростях нагружения и при амплитудах силового воздействия, не ведущих к хрупкому или вязкому разрушению, характерны упругие виды деформаций, обусловленные не только взаимными смещениями атомов, но и перемещением отдельных участков макромолекул [8]. Механизмы пластичности полимеров проявляются при достаточно больших временах воздействия (порядка секунд и выше), а при силовой нагрузке порядка нескольких микросекунд и достаточно больших амплитудах жесткость материала может возрасти, и, соответственно, энергия, требуемая для формоизменения, при этом увеличится. Утверждается [9, 10], что даже полимер в жидком состоянии при приложении к нему кратковременной нагрузки может проявлять свойства упругого твердого тела и демонстрировать высокую прочность.

Исходя из длительности электромагнитных процессов в Установке, предшествующих взрыву анода-мишени, и определения времени воздействия потоков вещества из «горячей точки» на ПВХТ продолжительность силового воздействия на трубку составляет диапазон порядка **нескольких микросекунд**, то есть нагрузка является кратковременной. На это указывают и экспериментальные измерения напряжений, токов, потоков частиц и температурных полей, выполненные на установках в Лаборатории [1]. Это свидетельствует в пользу упругости модели, в которой пластические процессы не успели бы реализоваться. Кроме того, моделирование упругости моделью конечных элементов совпадает во многих случаях по форме с моделированием пластичности. Названные причины оправдывают применение упругой модели.

Некоторая часть деформированных после взрыва трубок сохранила свою целостность. Моделирование формоизменений ПВХТ именно для этих случаев давало оценку минимальной выделившейся на ПВХТ энергии сравнительно со случаями разрыва ПВХТ. Поведение конечных элементов при нагрузках порядка 11 ГПа указывало на их приближение к пределу, за которым начинается вязкое или хрупкое разрушение. Тем самым был определен диапазон используемых нагрузок для оценок упругой модели.

Был рассмотрен возможный механизм деформирования ПВХТ на основе сил электростатического расталкивания одноименно заряженных поверхностей и было показано, что такой сценарий не обеспечивает наблюдаемых конечных состояний деформирования ПВХТ.

Потоки вещества, воздействующего на трубку, моделировались посредством приложения давлений к поверхностям трубки, которые подвергались таким воздействиям в соответствии

с местоположением ПВХТ в Установке (Рис.1). Эти давления зависели от времени, и их разнообразные комбинации при проведении серий вычислительных экспериментов образовывали поле сил давления. Величины амплитуд давления при моделировании пробегали значения от десятков МПа до десятка ГПа, время силового воздействия исследовалось в промежутке от десятков наносекунд до нескольких микросекунд.

Изученный широкий спектр значений давления и времени позволил определить **диапазоны как амплитуд давления, так и времени силового воздействия**, в рамках которых возможно реализовать моделированием варианты формоизменений, наблюдаемые в экспериментах.

При существенных отклонениях от усредненных силовых конфигураций, изображенных на Рис.2,3, наблюдались картины, не соответствующие экспериментальным результатам – либо тот или иной тип деформирования не реализовывался из-за малости времени или амплитуд силового воздействия, либо поведение конечных элементов при больших нагрузках могло быть интерпретировано как разрушение трубки. Такого рода результаты моделирования игнорировались. Исходя из этого, констатируем, что полученный характер пространственно - временного распределения нагрузки на трубку является в определённой степени уникальным, поскольку испытание отклонений от него всякий раз давало результат, резко отличающийся от наблюдаемых экспериментально состояний деформации ПВХТ.

Методом моделирования был изучен **весь набор** экспериментально наблюдаемых конечных состояний ПВХТ как подверженных деформациям элементов конструкции Установки. Этот набор в достаточной степени разнообразен, «плотен» и отражает последовательность смены фаз деформации в экспериментальных условиях:

- половинное выворачивание монолитной трубки;
- полное выворачивание монолитной трубки без напользания на стержень – держатель (конус, сопряженный основанием с цилиндром), расположенный вслед за трубкой;
- полное выворачивание монолитной трубки с ее напользанием на стержень – держатель;
- выворачивание трубки с напользанием на стержень – держатель вплоть до стадии разрушения трубки;
- деформации двухслойной трубки.

Сопоставление серии экспериментально полученных и полученных моделированием финальных состояний ПВХТ, приведенное в таб.1, показывает хорошее визуальное совпадение форм, свидетельствующее о том, что при моделировании учтены основные факторы деформирования ПВХТ в Установке.

Далее представлены результаты оценки энерговыделения по двум вариантам формоизменения трубки, состоящие в том, что для осуществления наблюдаемых деформаций ПВХТ непосредственно в нее необходимо «вложить» от 11 до 54 кДж энергии.

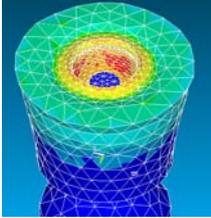
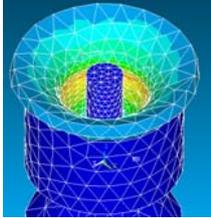
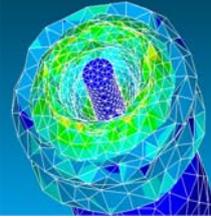
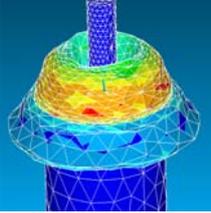
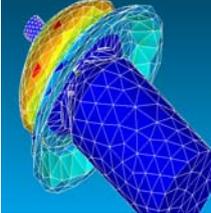
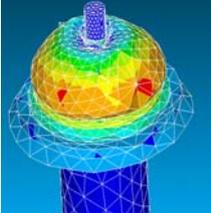
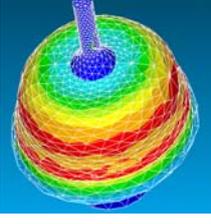
Результаты моделирования и оценка параметров воздействия

Рассмотрим два основных из экспериментально полученных вариантов деформирования ПВХТ: полного выворачивания без напользания или с напользанием на стержень, расположенный вслед за трубкой; назовём их, соответственно, В1 и В2. Рис.2,3 представляют характер нагрузок для В1 и В2 на подударные поверхности ПВХТ, при которых наблюдаемые в эксперименте деформации получены на модели.

Следует отметить, что решение обратной задачи определения характеристик воздействия на ПВХТ показало, что это решение очень чувствительно к параметрам воздействия и содержится в узком диапазоне их значений (Рис.2,3).

В таб.2 представлены данные оптических измерений характеристик потоков вещества – продуктов взрыва мишени – анода.

Таблица.1. Сопоставление экспериментальных и модельных конечных состояний ПВХТ

	Состояния трубки в эксперименте	Состояния трубки по моделированию	Комментарии
1			$E_{def}=5.8$ кДж, $E_{kin}=4.9$ кДж, Полная энергия- 10.7 кДж
2			$E_{def}=9.3$ кДж, $E_{kin}=7.1$ кДж, Полная энергия- 16.4 кДж
3			$E_{def}=9.8$ кДж, $E_{kin}=8.2$ кДж, Полная энергия- 18 кДж
4			$E_{def}=16.4$ кДж, $E_{kin}=15.6$ кДж, Полная энергия- 32 кДж
5			$E_{def}=18.5$ кДж, $E_{kin}=17$ кДж, Полная энергия- 35.5 кДж
6			$E_{def}=24$ кДж, $E_{kin}=18$ кДж, Полная энергия- 42 кДж
7			$E_{def}=24$ кДж, $E_{kin}=18$ кДж, Полная энергия- 42 кДж
8			$E_{def}=29$ кДж, $E_{kin}=26$ кДж, Полная энергия- 54 кДж

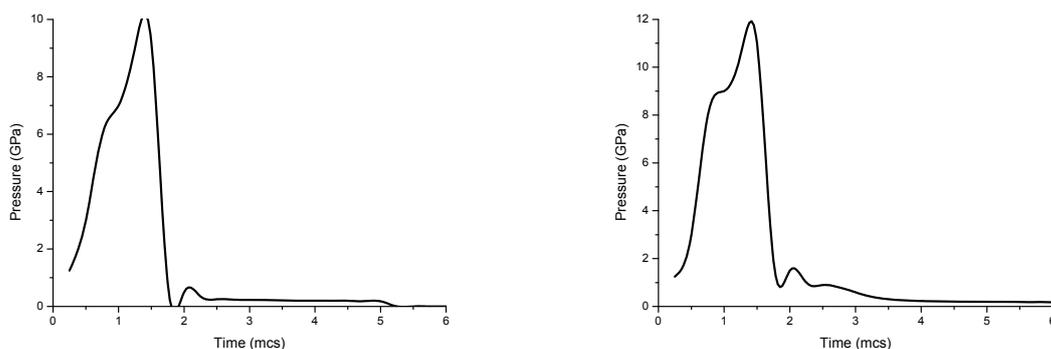


Рис. 2,3. Характер импульсных нагрузок на ПВХТ для В1 полного выворачивания и для В2 с наполнением на стержень

Таблица.1. Данные оптических измерений потоков продуктов взрыва

хим. элем/ А	Средняя энергия иона, кэВ	Средняя скорость иона, см/с	Энергетический выход, Дж	К-во нуклонов	
				шт.	%
Н	1,65E-01	1,78E+07	2,49E+02	9,51E+18	1,73
Zn/65	7,56E+00	1,49E+07	4,78E+02	2,58E+19	4,70
Ni/59	4,21E+00	1,18E+07	2,83E+01	2,47E+18	0,45
N/14	9,73E-01	1,16E+07	2,54E+01	2,29E+18	0,42
O/16	9,09E-01	1,05E+07	8,39E+01	9,23E+18	1,68
Si/28	1,46E+00	1,00E+07	2,35E+01	2,83E+18	0,52
Co/59	3,01E+00	9,94E+06	2,23E+01	2,73E+18	0,50
P/31	1,29E+00	8,96E+06	9,36E+00	1,41E+18	0,26
Ti/48	1,64E+00	8,13E+06	4,87E+01	8,90E+18	1,62
Al/27	8,23E-01	7,68E+06	4,94E+01	1,01E+19	1,84
Cu/64	1,91E+00	7,62E+06	8,77E+01	1,82E+19	3,31
Pb/207	5,20E+00	6,96E+06	9,63E+02	2,40E+20	43,6
V/51	1,17E+00	6,67E+06	3,72E+01	1,01E+19	1,84
Ca/40	8,92E-01	6,56E+06	1,75E+02	4,90E+19	8,90
C/12	2,62E-01	6,49E+06	3,92E+01	1,12E+19	2,04
Fe/56	1,18E+00	6,39E+06	4,29E+01	1,27E+19	2,31
Mn/55	1,09E+00	6,18E+06	1,82E+01	5,74E+18	1,04
Na/23	2,48E-01	4,57E+06	1,04E+01	6,03E+18	1,10
Cr/52	3,87E-01	3,79E+06	5,35E+00	4,49E+18	0,82
F/19	5,80E-02	2,43E+06	9,87E+00	2,02E+19	3,67
S/32	7,18E-02	2,08E+06	1,27E+01	3,54E+19	6,44
K/39	4,04E-02	1,41E+06	1,03E+01	6,20E+19	11,3
Итого:			2,43E+03	5,50E+20	100

Представленные в таб.2 результаты оптической диагностики потоков продуктов взрыва позволяют получить эмпирическую кривую изменения давления в результате суммирования импульсов сепарированных по скоростям и массам потоков частиц вещества взорвавшейся мишени – анода. Полученная по этим данным кривая Рис. 4 подобна выработанным при моделировании кривым давления на Рис.2,3, которые обеспечивают рассматриваемые формоизменения.

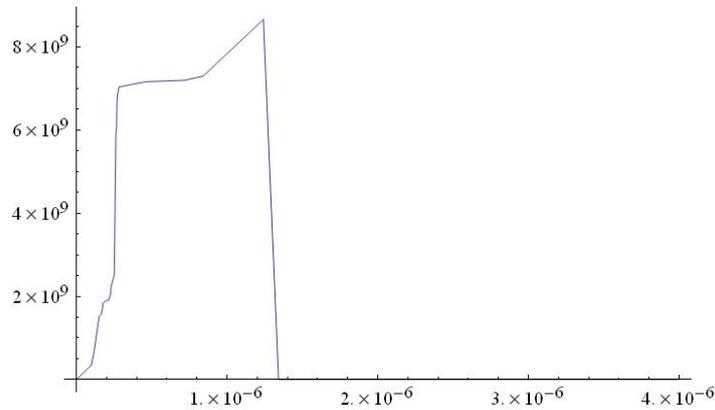


Рис. 4. Характер суммарного давления на ПВХТ потоков на основе эмпирических данных

Наблюдаемые отличия кривых обусловлены сложным характером взаимодействия потоков частиц и плазменных образований с поверхностью ПВХТ. Общей же для этих графиков особенностью является ударно - волновой характер фронта, формируемый потоком из лёгких элементов и элементов со средними атомными массами. Вслед за этими элементами к поверхности ПВХТ подходят и формируют максимальное давление тяжёлые элементы. Последние по времени потоки тяжёлых элементов транспортируются к поверхности ПВХТ в среде из пришедших ранее потоков, при этом давление демпфируется и на завершающей стадии формируется спад кривой давления на поверхность трубки. Суммарная продолжительность процесса составляет менее 2 мксек как по данным таб.2, так и по результатам моделирования.

Дадим пояснения к способу получения эмпирической кривой давления продуктов, представленной на Рис.4. Каждая компонента потока в соответствующем интервале времени приносит к ПВХТ своё количество движения, создавая за счёт этого импульс давления и суммарное количество движения ПВХТ. Каждый поток отражается от поверхности ПВХТ, за несколько столкновений перемешивается с ранее пришедшими компонентами и термализуется возле этой поверхности. Это происходит практически мгновенно при высокой плотности газоплазменного облака и достаточно низкой его температуре.

Средняя скорость частиц в плазменном образовании является незначительной, диссипация энергии и плотности частиц в нём определяются тепловыми скоростями на границе.

Тепловая скорость определяется по формуле $v_0 = \frac{1.610^6 \sqrt{T}}{\sqrt{A}}$ [см/сек] (A - средний атомный вес, T - температура плазмы в эВ) [5]. За время t с момента прихода к ПВХТ последней (самой медленной) компоненты потока (по таб.2 это время составляет 1.3 мксек) компоненты потоков могут максимально удалиться от ПВХТ с тепловой скоростью v_0 на расстояние порядка $R(t) = v_0 t$. Эту область мы примем за сферу радиуса R , в которую доставляется по данным таб.2 около 10^{20} атомов [4] и оценим давление, производимое таким газоплазменным облаком на поверхность ПВХТ.

Температура приповерхностного плазменного образования быстро устанавливается примерно на уровне 3 эВ за счёт теплового излучения, происходящего практически мгновенно из-за высокой температуры $\sim 10^8$ градусов при высокой частоте столкновений, и к моменту времени в 1.8 мксек опускается до значения 2.3 эВ. Этот спад температуры происходит вследствие потери энергии в излучение по закону Стефана-Больцмана. Оценим величину потери энергии на момент времени t через слабоионизированное сферическое облако радиуса $R(t)$. За единицу времени интенсивность излучения с поверхности облака составляет

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi\sigma T^4 (v_0 t)^2.$$

Интегрирование этого уравнения даёт убывание энергии плазменного образования со временем:

$$E(t) = E_0 - \frac{4}{3} \pi \sigma T^4 v_0^2 t^3, \quad (1)$$

где E_0 - энергия, переданная потоком плазменному облаку при его образовании.

Из формулы для скорости (основной и взятой за типичную) компоненты свинца ($A = 207$) получаем $v_0 \approx 2 \cdot 10^5$ см/сек. То есть радиус сферы изменяется от начального обусловленного геометрией ПВХТ значения $R_0 \sim 1$ см и объёма ~ 4 см³ в момент времени 1.3 мксек до соответствующих значений $R \sim 1.3$ см, и объёма ~ 7 см³ в момент времени 1.8 мксек. При этом плотность ионов-атомов в сфере изменяется от $6.1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ к значению $\sim 10^{18}$ см⁻³ [6].

Давление на поверхность трубки со стороны плазменного облака оценивается величиной nkT в течение всего времени существования облака. Его количественное значение с учетом величин плотности и температуры газоплазменного облака ~ 0.7 МПа. Эта величина составляет малую часть давления на ПВХТ и в дальнейшем не учитывается.

В процессе моделирования получены данные по следующим составляющим и характеристикам воздействия на ПВХТ:

1. **Длительность силового воздействия.** Чтобы осуществить дформирование ПВХТ в вариантах В1 и В2 потребовалось силовое воздействие в течение времени порядка 2 мкс, после чего деформация и продвижение трубки имели инерционный характер.
2. **Силовое воздействие на ПВХТ.** Приложение давления к подударным поверхностям начиналось в нулевой момент времени со стартовых значений на торце трубки порядка 10 МПа и амплитуд 9 ГПа и 11.5 ГПа для В1 и В2 соответственно.
3. **Длительность процессов формоизменения.** Общая длительность процесса полного выворачивания ПВХТ без ее дальнейшего продвижения составила примерно 10 мкс, а для варианта с последующим продвижением ПВХТ по цилиндрическому электроду – около 15 мкс.
4. **Полная механическая энергия, необходимая для наблюдаемых деформаций ПВХТ.** Диапазон энергий, полученных ПВХТ для реализации вариантов В1 и В2, составил $13 \div 22$ кДж и $32 \div 54$ кДж, соответственно.

При достижении формоизменения ПВХТ в модели, хорошо согласующегося с наблюдаемой в экспериментах деформацией, был выполнен процесс минимизации оценки полученной ПВХТ энергии. С этой целью исходная конфигурация нагрузок подвергалась вариациям, при которых уменьшение приобретенной ПВХТ энергии сохраняло рассматриваемый вид деформации.

Оба варианта моделирования формоизменения реализованы в приближении упругости, при котором не происходит диссипации энергии путем ее превращения в тепловую энергию. Тем самым полученная при воздействии энергия трубки может состоять только из двух компонент – деформационной и кинетической. Кинетическую энергию трубки составляет энергия движения составляющих ее частей независимо от того, движется центр масс или покоится. При достижении искомого формоизменения далее происходят осцилляции формы трубки и соответствующие колебания энергии деформации и кинетической энергии вокруг некоторых средних значений (они приведены далее в качестве деформационной и кинетической энергий трубки). Полная механическая энергия после прекращения силового воздействия на трубку не изменяется. Для реальной трубки в реальном эксперименте на Установке, начиная с некоторого момента, происходит нагрев, и, вероятно, физико-химические превращения в материале трубки. В результате на финальной стадии реальной деформации ПВХТ имеет не только упругие, но и пластические изменения. После некоторого числа осцилляций кинетическая энергия реальной трубки переходит в тепловую энергию, которая со временем рассеивается по Установке, и какая-то часть механической энергии запасается в виде деформаций.

Выполнены серии численных экспериментов с моделью ПВХТ, имевшие целью изучение возможности выворачивания трубки только под действием кулоновских сил, обусловленных накопленным на поверхности трубки зарядом без воздействия на трубку ударной нагрузки, вызванной потоками продуктов взрыва мишени – анода. Предполагалось, что при прохождении токов (зарядов) по узлу Установки, включающего ПВХТ, происходит

накопление кулоновских зарядов на внутренней поверхности трубки в достаточно тонком слое и, соответственно, появление сил давления, растягивающих трубку, которые могут привести в конечном итоге хотя бы к одному из видов выворачивания.

Рассматривались различные варианты расположения зарядов на внутренней поверхности трубки, включая равномерное распределение зарядов вдоль оси симметрии трубки и неравномерные распределения зарядов, которые могли бы образоваться при прохождении электронного потока. При равномерном распределении зарядов рассматривались предельные давления (порядка 12 ГПа, на грани разрушения поливинилхлорида), вызванные кулоновским расталкиванием. Равномерное давление на внутреннюю поверхность трубки (предельное) не привело к таким деформациям трубки, которые можно было бы рассматривать как близкие к выворачиванию. Трубка растягивалась вдоль радиуса и оказывалась сжатой в направлении оси.

Было показано, что распределение отрицательного заряда на внутренней поверхности трубки способно реализовать заметное расширение трубки от оси системы, сравнимое или превышающее ее исходные размеры. Однако, при этом ни частичное, ни полное выворачивание трубки, характерные для наблюдаемых в эксперименте деформаций ПВХТ, ни при каких моделируемых распределениях заряда на ПВХТ не реализовывалось.

О такой же второстепенной роли (для сценария выворачивания трубки) внедрённого на поверхность ПВХТ заряда свидетельствуют и случаи применения в эксперименте двухслойной трубки, в которой выворачивался внешний слой, в то время как заряд мог принять на свою внутреннюю поверхность только ближний к оси слой ПВХТ.

Энергия взрыва мишени – анода

Опираясь на величину энергии, выделившейся на ПВХТ как на элементе конструкции Установки в определённом телесном угле разлёта продуктов взрыва мишени – анода, выполним оценку снизу энергии, выделившейся из центральной области мишени.

Процесс разлёта продуктов взрыва мишени на начальной стадии является сферически симметричным. По природе основных процессов в диоде и на начальной стадии взрыва разлетающаяся оболочка является слабоионизированной плазмой, подверженной действию электродинамических сил в диодной камере. В состав этой плазмы входят различные компоненты, из которых образуются сильно взаимодействующие между собой потоки из-за столкновительного трения при высокой концентрации частиц потоков. Их плотность первоначально высока настолько, что среда, которую они составляют, является оптически непрозрачной. По мере расширения первичной оболочки эти потоки могут разделяться вследствие понижения плотности и более высокой подвижности лёгких элементов, а сама среда становится прозрачной для квантов света[7].

При теоретическом описании среда, составленная потоками, может рассматриваться в МГД – приближении, при котором вещество описывается через среднюю скорость и плотность. Учитывается как внешнее магнитное поле, так и поле электронной компоненты, столкновительное трение, силы давления и вязкость[4].

При достижении потоками вещества границ поверхности элементов диодной камеры реализуется распределённое во времени и пространстве гидродинамическое давление потоков в частности на ПВХТ. При этом возникают плазменные образования, в которых кинетическая энергия потоков трансформируется во внутреннюю энергию на таком уровне, что их тепловое давление на начальной стадии сопоставимо с первичным гидродинамическим давлением, а затем ему существенно уступает.

Поэтому необходимо рассмотреть основные аспекты разлёта продуктов взрыва:

1. Эволюция плотной газоплазменной оболочки взрыва мишени – анода
2. Анизотропия разлёта продуктов взрыва в пространстве диодной камеры

В соответствии с этими аспектами введём коэффициенты:

1. K_1 – отношение полной энергии взрыва к оптически наблюдаемой энергии ($E_{\text{ex}} = K_1 E_0$);
2. K_2 – отношение выделившейся из мишени энергии к доставленной на ПВХТ энергии.

Рассмотрим далее обратную задачу определения энергии взрыва мишени как результат

анализа разлёта продуктов взрыва, исходя из величины энергии, выделившейся на ПВХТ.

Анизотропия разлёта продуктов в диодной камере (оценка коэффициента K_2)

Рассмотрим предшествующую давлению на поверхность трубки стадию, на которой реализуется доставка энергии от области взрыва к поверхности трубки.

Результаты расчётов системы дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих динамику полей и движения продуктов взрыва мишени – анода, показали, что в условиях эксперимента за счёт магнитного поля тока в заданную область пространства диодной камеры попадает определённая часть траекторий. Из семейства возможных траекторий разлёта формируется итоговое пространственно – временное давление продуктов взрыва мишени на конструктив системы. Была установлена существенная зависимость полученной эволюции давления от ряда параметров:

- амплитуды и фазы тока или магнитного поля и радиуса цилиндра протекания тока;
- степени вклада в газоплазменное давление термической или кинетической составляющих;
- коэффициента столкновений нейтральных и заряженных продуктов взрыва;
- массового состава и скоростей сформированных взрывом потоков частиц (существенного для сепарации компонентов потоков на стадии снижения их плотности).

Приведенная выше таб. 2 представляет данные оптических измерений потоков продуктов взрыва мишени – анода. Используем для наших расчётов из этой таблицы данные о составе потоков атомов и их скоростях, а позже и относительные процентные энергетические характеристики потоков.

Из анализа траекторий Рис.5 вытекает, что определяющей для времени достижения поверхности ПВХТ (осевое сечение которой изображено прямоугольником в левом верхнем углу Рис.5) характерными разлетающимися потоками (из водорода и свинца), является скорость соответствующей компоненты.

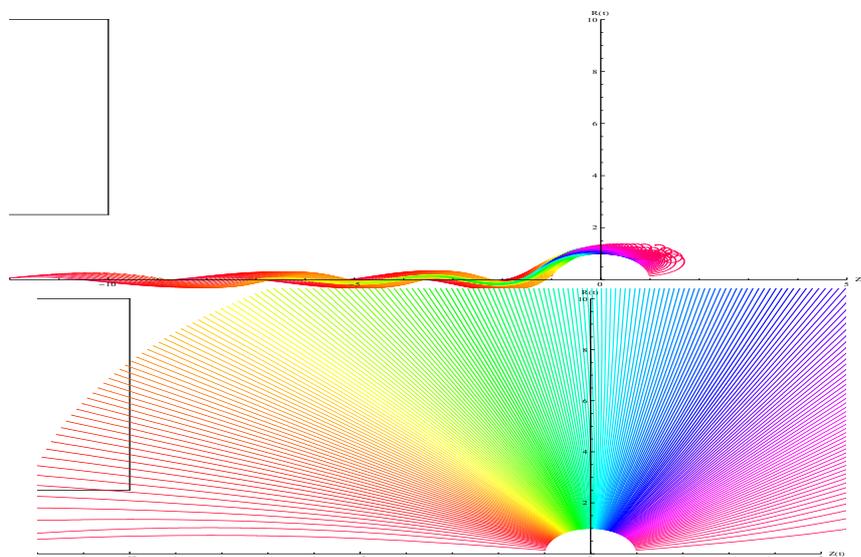


Рис.5. Полусфера разлёта продуктов взрыва (сверху- вниз: водорода на 35нсек и свинца на 100 нсек)

Видно, что более лёгкие элементы достигают поверхности трубки по искривлённым траекториям, а тяжёлые - по почти прямолинейным путям. При этом за время до 2 мксек формируется импульс гидродинамического давления в 9 ГПа из компонентов тяжёлых элементов на торце трубки. В область же полости трубки попадают практически все рассмотренные потоки и формируют импульс давления на поверхность внутренней полости трубки. Два этих импульса давления в условиях диодной камеры и формируемых в ней электромагнитных полей имеют различную пространственную анизотропию, приводящую к удару потока в торец трубки и на внутреннюю поверхность трубки.

Рис. 6 даёт представление о фазовой плоскости траекторий разлёта продуктов взрыва. На приведенных рисунках синим, красным и зелёным цветом изображены траектории разлёта,

стартовавшие, соответственно, в самой ближней, средней и самой дальней по отношению к ПВХТ точках начальной сферы взрыва.

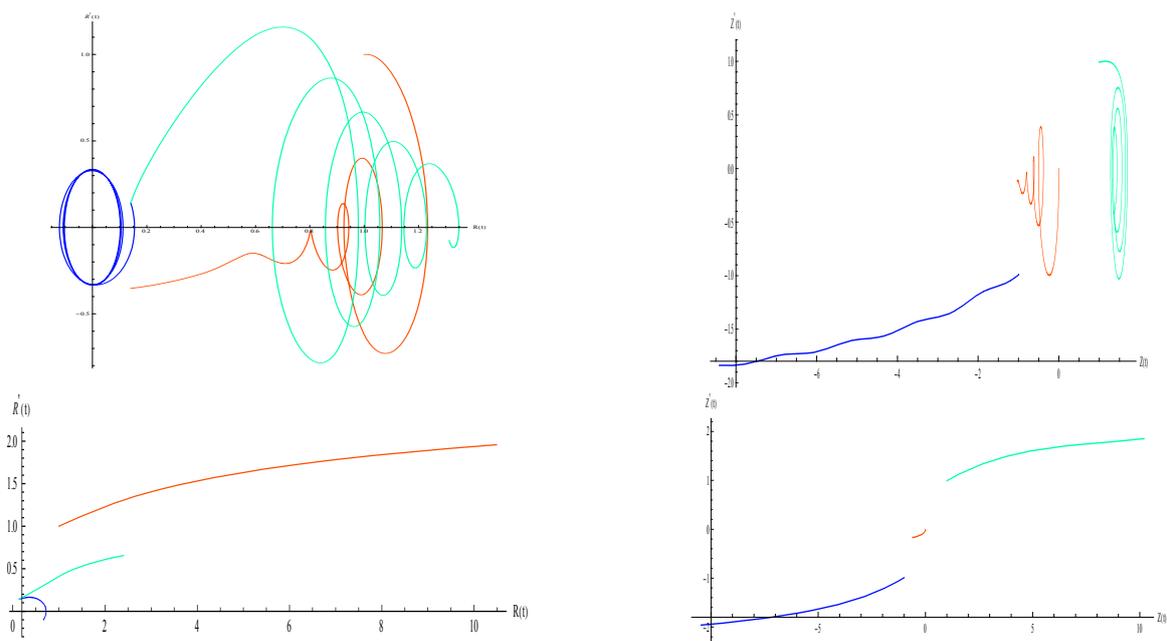


Рис.6. Фазовые портреты анизотропии разлёта продуктов взрыва мишени – анода (сверху-вниз: водорода и свинца). Слева – фазовая плоскость $R-R'$, справа – фазовая плоскость $Z-Z'$.

В процессе разлёта только потоки тяжелых элементов, представителем которых на Рис.5 - 6 является свинец, имеют почти изотропный характер разлёта и, следовательно, в область трубки попадает доля этого потока, соответствующая телесному углу видения трубки из начальной сферы разлёта продуктов с центром в начале координат этой серии рисунков.

Вычисления показывают, что этот телесный угол составляет приблизительно $1/8$ полного телесного угла, и поэтому $7/8$ потока тяжёлых элементов не попадают в область трубки. Отметим, что в некоторых условиях реализации потоков лёгких элементов может иметь место обход рассматриваемой трубки частью потока из лёгких элементов – на величину диссипации энергии. Для таких частных случаев оценка энергии взрыва, конечно, оказывается заниженной.

Для тяжёлых элементов, в силу их почти изотропного разлёта в широком диапазоне условий, оценка потерь потока тяжёлых элементов в $7/8$ от всего потока тяжёлых элементов, представляется оправданной, так что фиксация на трубке порции энергии E означает, что во взрыве потоки тяжёлых элементов получили энергию в $8E$, а $7E$ «ушли мимо» ПВХТ.

Принимая по данным таб.2, что на тяжёлые элементы приходится $\sim 2/3$ оптически измеренной доли энергии взрыва, получаем коэффициент для вычисления энергии, полученной потоками частиц от взрыва, по величине доставленной к трубке энергии – $K_2 = E / ((1/8)2/3E + 1/3E) = 2.4$.

Таким образом, чтобы в область трубки было доставлено, по оценке выше, от 32 до 54 $\kappaДж$, необходимо, чтобы в области взрыва выделилось от 80 $\kappaДж$ до 130 $\kappaДж$.

Рассмотрим теперь вопрос о характере распределения скоростей продуктов взрыва, которые, получив некоторую начальную энергию, изменяют свои траектории с учётом экспериментальных условий Установки. Далее представлены результаты решения системы уравнений движения потоков с характерными значениями параметра начальной скорости разлёта V_0 , равными $3 \cdot 10^3$ и $7.5 \cdot 10^4$ м/сек и массы $\sim 10^{-2}$ г, которую (по экспериментальным данным) мишень – анод потерял в результате взрыва. В расчётах и на графиках выбрана система измерения расстояний в единицах толщины мишени ($l \sim 1\text{мм}$), скоростей, отнесённых к V_0 , и времени – в единицах (l/V_0) .

В предположении, что при взрыве вся масса ушла в сферу разлёта со скоростью $V_0 = 3 \cdot 10^3$ м/сек, получаем величину кинетической энергии ~ 100 Дж. Эта величина значительно уступает тому значению энергии потоков (~ 32 кДж), которая по нашим ранее проведенным исследованиям была выделена только в области катодной ПВХ трубки. По траекториям Рис.7–8 видно, что потоки в рассматриваемом случае, во-первых, медленно уходят из области взрыва, а, во-вторых, их скорости, в начальный момент равные V_0 , затем спадают и в итоге не сопоставимы со значениями из таб.2.

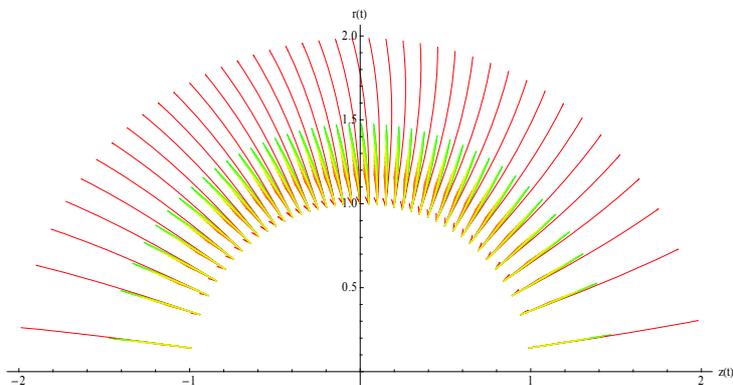


Рис.7. Траектории в координатах (R,Z) потоков, стартовавших на сфере взрыва, при $V_0 = 3 \cdot 10^3$ м/сек

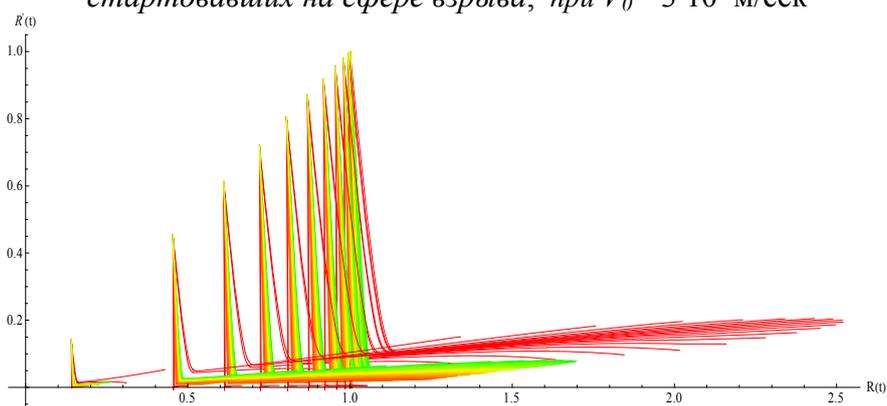


Рис.8. Траектории на фазовой плоскости (R,R') при $V_0 = 3 \cdot 10^3$ м/сек; начальная точка траекторий – $(1,1)$

При выборе начальной скорости равной $V_0 = 0.75 \cdot 10^5$ м/сек оценка сверху кинетической энергии оказывается около 30 кДж, что сравнимо с тем минимальным значением энергии потоков (~ 32 кДж), которым согласно проведенным исследованиям оценивается работа по деформированию трубки. По траекториям Рис.9–10 видно, что потоки, стартовавшие из области взрыва, затем сильно разделяются как по пространству, так и по скоростям. Скорости одних продуктов взрыва спадают от значения 1, а других растут до значений 3–4 и на этом уровне сопоставимы со значениями из таб.2.

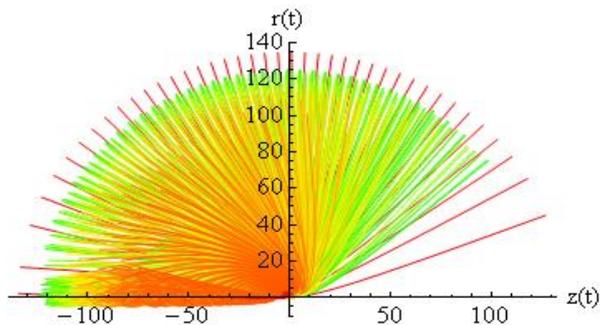


Рис.9. Траектории потоков на плоскости (R,Z) при $V_0 = 0.75 \cdot 10^5$ м/сек

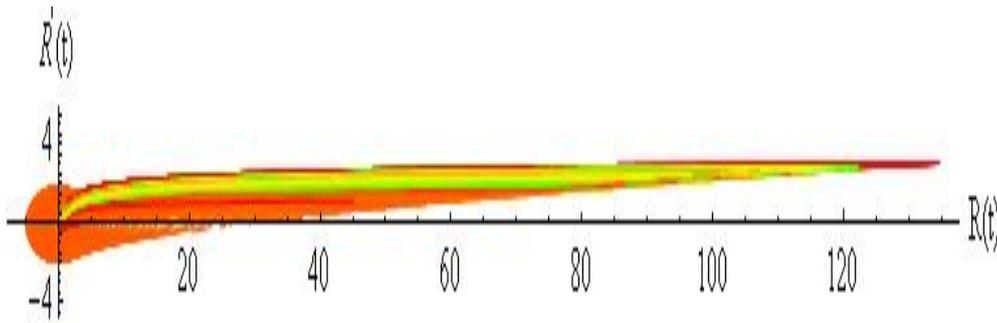


Рис.10. Траектории на фазовой плоскости (R,R') при $V_0 = 0.75 \cdot 10^5$ м/сек

Таким образом, полученный результат показывает соответствие рассчитанного разброса скоростей по всему набору зарегистрированных потоков частиц (от водорода до свинца) данным таб.2.

Оптические измерения разлёта продуктов взрыва

По данным таб.2 энергия всех разлетающихся продуктов взрыва мишени, вычисленная посредством оптических измерений, составляет 2.4 кДж. В то же время в предыдущих расчётах обоснована необходимость выделения при взрыве мишени порядка 80 кДж с тем, чтобы в телесный угол ПВХТ попало порядка 32 кДж. Ответим теперь на вопрос, почему из выделившихся при взрыве мишени 80 кДж энергии наблюдаемыми оказываются только 2.4 кДж.

Газоплазменная среда, образовавшаяся при взрыве мишени, представляет собой плотную сферу (или сферический слой), в котором потоки элементов достаточно перемешаны, и излучение энергии этой расширяющейся сферой может быть рассмотрено в приближении абсолютно чёрного тела. Как показывают вычисления в соответствии с формулой (1), энергия, излучённая с поверхности этого абсолютно чёрного тела в диодной камере, оказывается порядка 2.4 кДж, если температура этого тела составляет 1.2 эВ, что для рассматриваемого случая является вполне реалистичной величиной. Можно констатировать, что наблюдаемая энергия заметно не превышает энергию излучения рассматриваемого объекта в приближении абсолютно чёрного тела. Внутри поверхности взорвавшейся сферы как чёрного тела для оптических измерений остаётся невидимой некая (значительная в рассматриваемом случае) часть энергии.

Дело в том, что поэлементные данные таб.2 относятся к стадии процесса взрыва и разлёта продуктов взрыва, когда среда уже становится в некоторой мере оптически прозрачной. Ей предшествует состояние взорвавшейся мишени с более высокими уровнями значений плотности и температуры вещества, являющееся оптически непрозрачным.

Ключевую роль в вопросах прозрачности среды для оптических наблюдений играет росселандов пробег кванта света в среде:

$$l_p = \frac{10^{22} T^{7/2}}{z N^2} \begin{cases} 480 z^{-2} \\ 1.3(z^2 + z)^{-1} \\ 4.4(1 + z)^{-2} \end{cases} \quad (2)$$

где T - температура плазмы в градусах; z - степень ионизации излучающего квант света атома; N - плотность ионов в среде распространения кванта; одна из трёх возможностей после фигурной скобки - особенности реализаций поглощения света в среде (свободно-свободный обмен фотонами, однократно, многократно ионизированные атомы) [7].

Если размер среды превышает величину росселандова пробега для излучаемого атомом кванта света - квант поглощается средой и оптический прибор его не регистрирует. Температура плазмы T и уменьшающаяся с расширением взорвавшейся сферы плотность ионов среды - основные факторы, влияющие на оптическую прозрачность разлёта

продуктов взрыва. Плотность ионов для сферы разлёта с радиусом r приближённо может быть вычислена по формуле

$$N = N_0 \frac{r_0^2}{r^2}$$

Оптические измерения в рассматриваемом эксперименте накапливают данные о процессе разлёта от начала взрыва до касания сферой разлёта стенок диодной камеры. По ходу этого процесса плотность ионов спадает до пределов, определяемых сферой разлёта максимально возможного радиуса. Взяв для оценки толщину разлетающегося сферического слоя равной радиусу исходной сферы взрыва в 0.1 см и выполнив оценки по формуле (2) для нулевого момента существования сферы разлёта, получим величину росселандова пробега, пренебрежимо малую по сравнению с радиусом сферы – такое излучение не может быть зафиксировано.

По мере расширения плазменного сферического слоя продуктов взрыва плотность ионов в нем уменьшается, пока он не станет частично прозрачным для квантов света. Этот прозрачный слой будет примыкать к внешней сферической поверхности и иметь толщину, равную росселандову пробегу l_p . Толщина всего слоя d в нашем случае не является значительной, все сферические поверхности имеют близкую по величине площадь S , приближённо объём взорвавшегося слоя равен $d S$, а объём его прозрачной части – $l_p S$. Отношение энергии E_0 , содержащейся в прозрачном слое, к энергии E_s взорвавшегося слоя с приближенно однородно распределенной по нему энергией, будет равно отношению объёмов этих слоёв:

$$E_0 / E_s \approx (l_p S) / (d S) \approx l_p / d \quad (3)$$

В рассматриваемом нами случае отношение энергии, наблюдаённое оптически, к энергии взрыва оказывается $E_0 / E_s \approx 1/40$. Из формулы (3) тогда получаем. $l_p \approx d/40$.

Такая ситуация будет иметь место, когда внешний радиус сферы достигнет 15 см (или стенок камеры), сферический слой из продуктов разлёта будет 0.1 см, а температура плазмы в сферическом слое будет около 0.3 эВ. Тогда при плотности среды 10^{18} ионов/см³ росселандов пробег по формуле (5) окажется порядка 0.0025 см, что делает разлетающееся вещество видимым на глубину сферы от её внешней поверхности на 0.0025 см. В то время как кванты света от глубже находящихся элементов не будут представлены и зарегистрированы на оптических линзах на периферии диодной камеры.

Таков механизм, в соответствии с которым значительная доля выделившейся при взрыве энергии осталась оптически не зафиксированной и при этом произвела энергоёмкую деформацию ПВХТ, наблюдаемую в эксперименте.

Выводы

Получена оценка минимальной энергии, выделившейся при взрыве мишени, величиной в 80 кДж. Известно, что энергия используемых в рассматриваемом эксперименте источников питания находится на уровне 60 кДж. Таким образом, даже если предположить, что вся энергия источников была доставлена в область мишени, имеем энергетическую эффективность Установки, превышающую 1.

В экспериментах по анализу измерений токов в различных областях Установки и транспорта электромагнитного импульса доставляемая в мишень энергия была оценена в 0.6 кДж. Таким образом, эффективность источника энергии, инициируемого в аноде сильноточного диода электронным пучком, составляет в рассмотренном случае величину $Q > 100$.

Величина полученной оценки выделившейся при взрыве энергии в 80 кДж соответствует температуре вещества взорвавшейся мишени в 7 кэВ или $\sim 10^8$ °К. Для характеристики столь высокой температуры укажем, что при наблюдавшихся в экспериментах высоких плотностях ($10^{23} \div 10^{18}$ см⁻³) и сравнительно большом времени разлёта вещества ($10^{-7} \div 10^{-6}$ сек) можно осуществить, например, (D,T) термоядерную реакцию в макроскопическом объёме разлетающейся мишени по схеме стационарного удержания плазмы.

Получить столь высокие значения выхода энергии с использованием традиционных подходов инерциального синтеза ядер [11], тем более – в медной мишени, невозможно по причине низких параметров электронного потока первичного драйвера. Однако, такое выделение энергии в медной мишени возможно при реализации коллективного ядерного синтеза, подробно описанного в книге [1]. В этой книге приведены экспериментальные результаты (масс-спектрометрические, рентгенографические, электрофизические и т.п.), свидетельствующие о таком характере протекания основных процессов, и намечены пути дальнейших исследований.

Литература:

1. S.V. Adamenko, F. Selleri, A. van der Merwe. Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory (Springer, Berlin, 2007).
2. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике. М.: Мир, 1975.
3. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.
4. Д.А. Франк-Каменецкий, Лекции по физике плазмы М.: Атомиздат, 1968.
5. С.И. Брагинский Явления переноса в плазме. В сборнике Вопросы теории плазмы, Выпуск 1 (под ред. М.А. Леонтовича) М.: Госатомиздат, 1963, стр 183.
6. Э.В. Шпольский Атомная физика, т. 1 М.: Наука, 1984.
7. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе Сильноточные электроразрядные источники света УФН, Т. 112, Вып. 2, 1974., стр 193
8. Кабанов В.А. Энциклопедия полимеров. Т. 2, 1974, 516 с.
9. Азаров В.И. Химия синтетических полимеров, 1976, 288 с.
10. Бартенев Г.М. Физика полимеров, 1990, 433 с.
11. Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес, Инерциальный термоядерный синтез М.: Энергоатомиздат, 1984