

10;12

## Определение динамических характеристик аэрогелей в зоне энерговыведения мощного электронного пучка

© Б.А. Демидов, В.П. Ефремов, М.В. Ивкин, И.А. Ивонин, В.А. Петров, В.Е. Фортон

Российский научный центр "Курчатовский институт",  
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 3 июня 1997 г.)

С помощью оптических методов исследована динамика взаимодействия сильнооточного электронного пучка с  $\text{SiO}_2$  аэрогелями различной плотности и пористости. На основе полученной информации о разгрузке аэрогелей в зоне энерговыведения электронного пучка, а также измеренных профилей энерговыведения разработана модель описания высокопористых материалов. Получено соответствующее нелинейное самосогласованное уравнение состояния, отражающее фрактальные свойства аэрогеля и позволяющее определить термодинамические характеристики аэрогелей при изменении пористости в десятки раз. Обсуждается влияние объемного электрического заряда на профиль поглощения энергии сильнооточного электронного пучка в аэрогелях различной плотности.

### Введение

Пористые конденсированные среды являются перспективным материалом для демпфирования кратковременных одиночных ударных нагрузок за счет преобразования энергии направленного движения в тепло. Поэтому изучение воздействия интенсивных потоков энергии на пористые вещества является актуальной задачей. Такие исследования позволяют определить термодинамические свойства пористой среды и предсказать реакцию материала на интенсивные динамические нагрузки. Уникальным пористым материалом является  $\text{SiO}_2$  аэрогели, полученные с помощью сверхкритической термической экстракции коллоидных растворов кремневой кислоты. Это прозрачные диэлектрики, обладающие кластерной структурой, низкой плотностью и малым зарядовым числом  $Z$ . Интерес к аэрогелям как новому классу материалов сильно возрос в последнее время [1]. Это обусловлено как совершенствованием технологии их изготовления [2], так и новыми возможностями применения.

С помощью  $\text{SiO}_2$  аэрогеля изучалась термодинамика слабо ионизированной плазмы, полученной в результате ударно-волнового сжатия [3], влияние объемного электрического заряда на формирование зоны энерговыведения импульсного электронного пучка [4]. В оптике с помощью аэрогелей проводятся спектроскопические исследования сложных органических молекул, внедренных в матрицу аэрогеля [5]. Ранее для описания поведения пористых материалов использовалось несамосогласованное уравнение состояния, учитывающее внутреннюю структуру материала [6].

Высокая прозрачность аэрогелей позволяет оптически методами экспериментально исследовать процессы проникновения и объемного поглощения электромагнитного и корпускулярного излучения. Условия опыта облегчаются, если в качестве импульсного излучения воспользоваться электронным пучком, обладающим дос-

точно большой глубиной проникновения и хорошо предсказуемыми пробегами электронов в веществе. В этом случае можно определить профиль энерговыведения электронного пучка, получить развернутую во времени информацию о разгрузке аэрогеля в зоне энерговыведения и исследовать уравнение состояния аэрогеля в областях фазовой диаграммы, недоступной при обычном ударном нагружении.

Целью настоящей работы является проведение экспериментов по взаимодействию импульсного сильнооточного электронного пучка с аэрогелями, плотность которых меняется в широком диапазоне от 0.36 до 0.03 г/см<sup>3</sup> и пористость увеличивается от 6 до 80, и на основании полученных экспериментальных данных построить корректную модель уравнения состояния этого класса материалов, отличающихся чрезвычайно малой плотностью и сложной внутренней структурой. Обычные модели описания пористых сред не учитывают изменения внутренней структуры аэрогелей при изменении внешних условий. Нелинейный режим возникает практически при любых нагружениях. Поэтому требуется разработка нелинейного самосогласованного уравнения состояния аэрогеля, отражающего фрактальные свойства.

Другой целью данной работы является исследование наведенной высокоэнергетической проводимости аэрогелей, возникающей при их облучении импульсными потоками электронов. Проведение подобного исследования важно не только для решения прикладных задач, но и для понимания природы связи внутренней структуры аэрогелей с их диэлектрическими свойствами. Теоретическое исследование влияния объемного электрического заряда на формирование зоны энерговыведения электронных пучков изучалось численно в приближении постоянной проводимости [7,8]. Теория высокоэнергетической наведенной проводимости, разработанная в [9], не описывает предпробойные режимы. В работе [4] отмечено слабое влияние объемного электрического заряда на формирование зоны энерговыведения импульсного электронного

пучка с плотностью тока  $J_0 > 10^3 \text{ A/cm}^2$  в аэрогеле с  $\rho_0 = 0.36 \text{ g/cm}^3$ . Однако при уменьшении плотности аэрогеля ситуация может измениться, и это требует дополнительных исследований.

### Описание эксперимента

Схема опыта по исследованию динамики взаимодействия импульсного сильноточного электронного пучка (энергия электронов  $U_0 = 270 \text{ keV}$ , ток  $I = 10 \text{ kA}$ , длительность тока на полувысоте  $\tau = 150 \text{ ns}$ ) с  $\text{SiO}_2$  аэрогелями плотностью 0.03, 0.14 и  $0.36 \text{ g/cm}^3$  представлена на рис. 1. Выходная часть ускорителя "Кальмар" [10], включающая корпус 1, выходной трансформатор 2, диэлектрическую разделительную диафрагму 3 и катод 4, соединялась с вакуумной камерой [8] и контрольным детектором 9. Пучок электронов 6 проходил через алюминиевую фольгу 5 толщиной  $10 \mu\text{m}$  и попадал на исследуемый образец аэрогеля 7. При облучении образца аэрогеля пучком электронов возникала вспышка света, которая проходила через прозрачную пластину из оргстекла 10, линзу 12 и попадала на призматическое устройство 13, которое поворачивало изображение зоны энерговыделения электронного пучка на  $90^\circ$  в горизонтальной и вертикальной плоскостях. С помощью линзы 14 изображение фокусировалось на входную вертикальную щель 15 фотохронизатора ФЭР-7 16, 17, обеспечивающего высокую линейность передачи свечения аэрогеля. В опытах в основном использовалась развертка  $0.25 \mu\text{s/cm}$  при ширине входной щели  $0.2 \text{ mm}$ . В торце вакуумной камеры помещался контактный датчик, фиксирующий время прилета фрагментов (частиц) аэрогеля с тыльной стороны мишени. Два фотоаппарата 11 с разными углами обзора фотографировали в интегральном режиме картину разлета фрагментов (частиц) аэрогеля в вакуумной камере 8 длиной  $0.35 \text{ m}$ . Исследовались образцы аэрогеля размером  $20 \times 20 \text{ mm}$  с полированными стенками и толщиной, в основном превышающей предполагаемый пробег электронов с энергией  $270 \text{ keV}$  в изучаемых аэрогелях. На образец аэрогеля, размещенный на заземленной металлической подложке, попадал электронный пучок диаметром около  $10 \text{ mm}$ . Вакуумный зазор между алюминиевой фольгой 5 и образцом аэрогеля 7 составлял 3 или  $5 \text{ mm}$  для аэрогелей разной плотности. Свечение аэрогеля в области зоны энерговыделения характеризуется слабой интенсивностью. Поэтому с целью более точного определения глубины зоны энерговыделения в отдельных экспериментах образцы аэрогеля располагались вплотную к алюминиевой фольге и использовалась развертка  $0.75 \mu\text{s/cm}$ .

Система линз 12 и 14 обеспечивала такое увеличение (уменьшение) оптического тракта, чтобы на входной щели ФЭР-7 высотой  $10 \text{ mm}$  полностью размещалось по высоте изображение зоны энерговыделения и вакуумного зазора между аэрогелем и алюминиевой фольгой. Оптическое пространственное разрешение, проверенное

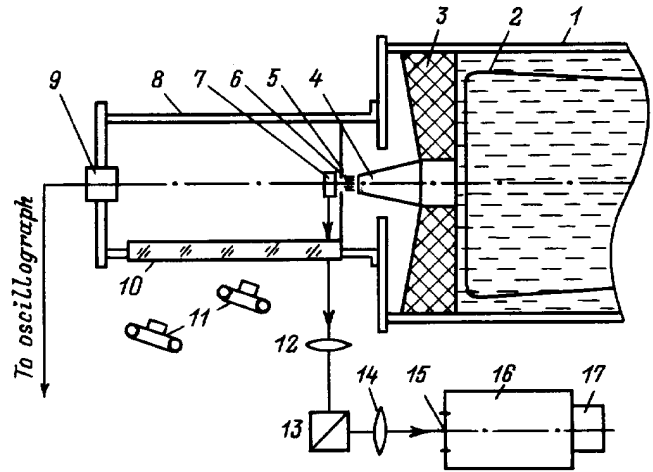


Рис. 1. Схема опыта.

с помощью миры, размещенной в области аэрогеля, позволяло определять глубину зоны энерговыделения с точностью 5%. Полученные в экспериментах фотохронограммы обрабатывались на микрофотометре ИФО-451. Зависимость плотности почернения фотопленки от экспозиции определялась с помощью оптического клина. Ввиду ограниченного количества исследуемых образцов из аэрогеля при наладке оптического тракта и синхронизации запуска ФЭР-7 использовались аналогичные по размерам мишени из ПММА.

### Экспериментальные результаты

Типичная фотохронограмма, иллюстрирующая динамику взаимодействия сильноточного электронного пучка с аэрогелем, представлена на рис. 2, а. В данном случае

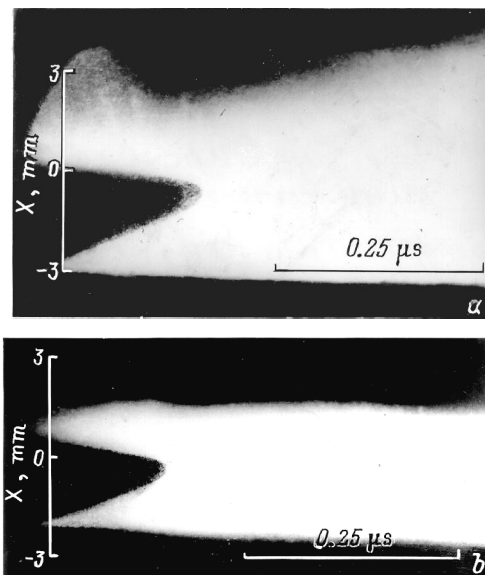
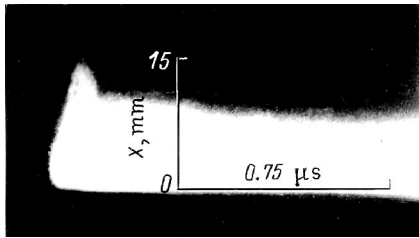
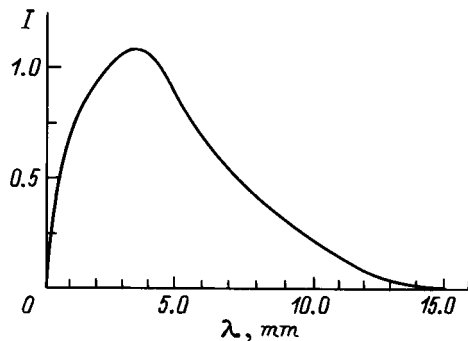


Рис. 2. Фотохронограммы процесса взаимодействия электронного пучка с аэрогелем (а) и с ПММА (б).



**Рис. 3.** Фотохронограмма процесса взаимодействия электронного пучка с аэрогелем. Образец аэрогеля расположен непосредственно на алюминиевой фольге.



**Рис. 4.** Зависимость интенсивности свечения аэрогеля от расстояния в глубь мишени.

плотность тока  $J_0 = 10 \text{ kA/cm}^2$ , энергия электронов  $U_0 = 270 \text{ keV}$ , плотность аэрогеля  $\rho_0 = 0.14 \text{ g/cm}^3$ . На рис. 2, *a* видно, что глубина зоны энерговыделения увеличивается со временем, достигая 3 mm в области максимального ускоряющего напряжения. Скорость разлета алюминиевой фольги составляет 9 km/s, а скорость разлета аэрогеля навстречу электронному пучку равна 3.3 km/s. Для сравнения на рис. 2, *b* приводится аналогичная фотохронограмма, полученная в тех же условиях опыта, но с мишенью из ПММА. В этом случае глубина зоны энерговыделения меньше 1 mm, а скорость разлета ПММА равна 4.2 km/s.

Более точно глубина зоны энерговыделения электронного пучка определялась в опытах, в которых образец аэрогеля помещался на алюминиевой фольге и использовалась более медленная развертка ФЭР-7. На рис. 3 показана фотохронограмма такого процесса взаимодействия электронного пучка ( $J_0 = 10 \text{ kA/cm}^2$ ,  $U_0 = 270 \text{ keV}$ ) с аэрогелем плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$ .

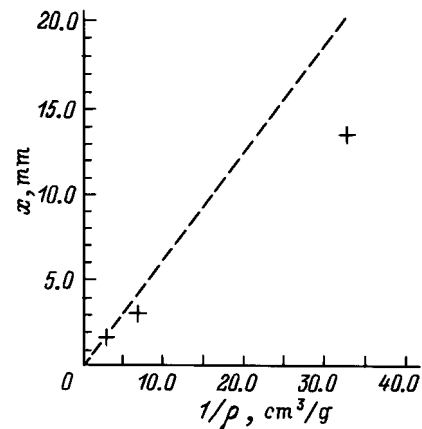
На рис. 4 представлены результаты микрофотометрирования фотохронограммы рис. 3, показывающие зависимость интенсивности свечения аэрогеля от расстояния в глубь мишени. Из приведенных данных следует, что глубина свечения зоны энерговыделения приближается к 15 mm в аэрогеле плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$ .

На рис. 5 и 6 показаны результаты обработки фотохронограмм аэрогелей с плотностями 0.03, 0.14 и 0.36 g/cm<sup>3</sup>. Рис. 5 иллюстрирует зависимость глубины зоны энерговыделения электронного пучка от плотности аэрогеля. В

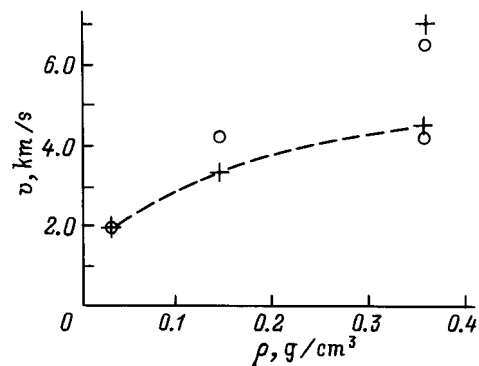
данном случае, как показано в работе [4], предполагалось, что интенсивность свечения аэрогеля в глубь мишени пропорциональна энерговыделению электронного пучка. Штриховая линия — это результат расчета без учета влияния объемного заряда.

На рис. 6 крестиками показаны скорости разлета аэрогелей разной плотности навстречу электронному пучку в режиме  $J_0 = 10 \text{ kA/cm}^2$ ,  $U_0 = 270 \text{ keV}$ . Скорость разлета 7 km/s получена ранее в работе [4] для аэрогеля с плотностью  $\rho_0 = 0.36 \text{ g/cm}^3$  при параметрах электронного пучка  $J_0 = 14 \text{ kA/cm}^2$ ,  $U_0 = 290 \text{ keV}$ . Кружки — результаты численного моделирования, подробности модели изложены ниже.

На рис. 7 приводятся фотографии разлета частиц с тыльной стороны аэрогеля плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$  (с целью наблюдения полета частиц в металлической подложке было сделано отверстие диаметром 10 mm): *a* — общая картина разлета фрагментов аэрогеля в вакуумную камеру, *b* — разлет частиц в непосредственной близости от аэрогеля. Обе фотографии сделаны в одном опыте. Хорошо видны траектории частиц и их отражения от стенок камеры. На некоторых траекториях наблюдается модуляция яркости свечения вдоль траектории, ряд



**Рис. 5.** Зависимость глубины зоны энерговыделения электронного пучка от плотности аэрогеля: крестики — экспериментальные результаты.



**Рис. 6.** Зависимость скорости разлета аэрогеля навстречу электронному пучку от плотности аэрогеля.

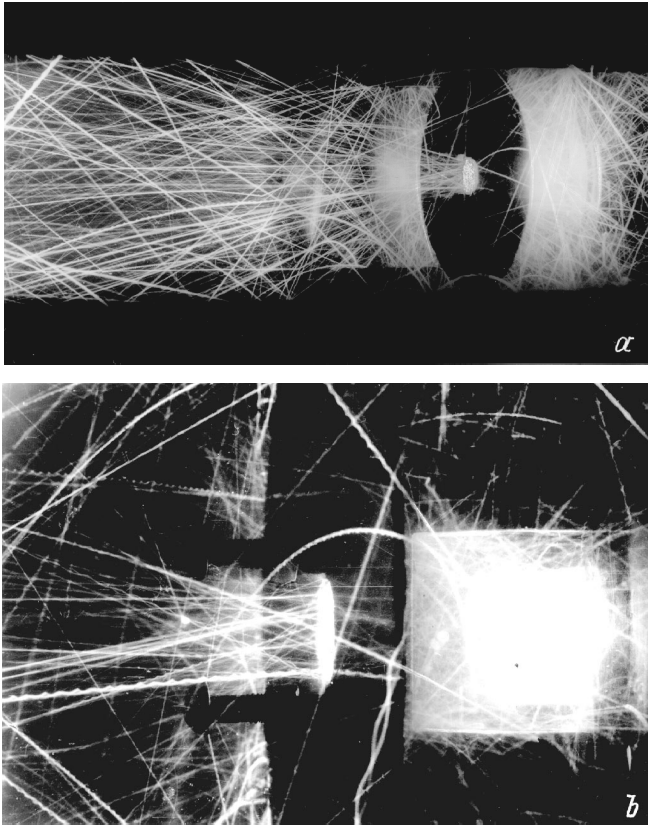


Рис. 7. Разлет частиц аэрогеля с тыльной стороны образца.

траекторий имеет причудливую форму. На рис. 7, *b* видна мишень из аэрогеля размером  $\approx 20 \times 15$  mm (15 mm — толщина мишени).

Негативы фотографий, представленных на рис. 7, обладают большой глубиной резкости и хорошей четкостью, так как они получены объективами с относительными отверстиями 1 : 22. Это позволило по фотографиям оценить размеры летящих частиц, которые лежат в диапазоне 0.1–1.0 mm. Попытки прямого измерения скорости разлета фрагментов оказались безрезультатными, поскольку частицы не пробивают в этих опытах наружный слой времяпрелетного датчика, состоящий из алюминиевой фольги 10  $\mu$ m и диэлектрика 10  $\mu$ m.

## Обсуждение экспериментальных результатов

В работе [4] было показано, что с учетом дифракционных эффектов кривая интенсивности свечения аэрогеля в зависимости от расстояния в глубь мишени достаточно хорошо совпадает с расчетным профилем энерговыделения электронного пучка. Поэтому можно считать, что кривая на рис. 4 описывает профиль энерговыделения электронного пучка в аэрогеле с плотностью 0.03 g/cm<sup>3</sup>. Более плавное нарастание интенсивности свечения (рис. 4) по сравнению с рассчитанным

профилем поглощения энергии пучка моноэлектронов в веществе объясняется, по-видимому, объемной разгрузкой аэрогеля во время облучения.

Необходимо, однако, отметить, что измеренная глубина зоны энерговыделения 14 mm значительно отличается от рассчитанной (равной 20 mm). Для аэрогеля плотностью  $\rho_0 = 0.14$  g/cm<sup>3</sup> разница между измеренным значением 3 mm и рассчитанным 4.2 mm тоже немалая.

Однако для аэрогеля плотностью  $\rho_0 = 0.36$  g/cm<sup>3</sup> эта разница незначительна. На рис. 5 приведены расчетные значения глубины зоны энерговыделения без учета влияния объемного электрического заряда для аэрогелей разной плотности (штриховая линия). Из сравнения экспериментальных и теоретических значений видно, что для аэрогелей низкой плотности  $\rho_0 < 0.2$  g/cm<sup>3</sup> совпадение недостаточно удовлетворительное. Мы связываем это с влиянием объемного электрического заряда. Потенциал электрического поля в зоне энерговыделения становится сравним с начальной энергией электронов в пучке. Учет этого эффекта приводит к совпадению расчетных и экспериментальных оценок глубины зоны энерговыделения.

Из рис. 6 видно, что измеренные скорости разлета аэрогелей навстречу электронному пучку (крестики) немонотонно возрастают с увеличением плотности. Это обусловлено двумя противодействующими эффектами. С одной стороны, при увеличении пористости аэрогеля уменьшаются эффективный коэффициент Грюнайзена и динамическая жесткость, что приводит к снижению скорости разлета. С другой стороны, при увеличении пористости увеличивается глубина зоны энерговыделения и за время облучения разгрузка аэрогеля не успевает произойти, что приводит к быстрому росту давления и увеличению скорости разлета. Это предположение подтверждает сделанные гидродинамические расчеты. Результаты расчетов показаны кружками на рис. 6; можно отметить удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

Рассмотрим фотографии разлета частиц аэрогеля с тыльной стороны мишени, представленные на рис. 7. Траектории частиц очень яркие и четкие. Частицы светятся сами или это подсветка частиц плазмой катод-анодного промежутка диодной камеры ускорителя? Известно, что в ускорителях сильноточных электронных пучков после фазы ускорения электронов, длящейся  $\tau \approx 10^{-7}$  s, наступает так называемый режим "короткого замыкания", характеризующийся колеблющимся током большой величины и очень малым ускоряющим напряжением (ускоритель работает на индуктивную нагрузку). Интенсивность свечения плазмы диодной камеры при этом меняется во времени с двойной частотой тока. В этом случае можно объяснить модуляцию траекторий частиц за счет подсветки плазмой и оценить скорость движения частиц по стробоскопическому эффекту. При этом предположении из рис. 7 следует, что скорость отдельных частиц аэрогеля достигает 10 km/s. Однако

такие частицы должны разрушить наружный слой контактного датчика и обеспечить его срабатывание. Оценки возникающих в слое алюминия напряжений показали, что скорость разлета частиц аэрогеля с плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$  не превышает  $4 \text{ km/s}$ . Эти оценки совпадают с энергетическими при учете малости толщины наружного слоя контактного датчика по сравнению с характерными размерами частиц аэрогеля.

С другой стороны, время пролета частиц вдоль вакуумной камеры должно превышать  $35 \mu\text{s}$ . Дополнительные эксперименты, выполненные с помощью фотоэлектронного умножителя и ФЭР-7, показали, что интенсивность свечения плазмы слабая, а длительность свечения менее  $30 \mu\text{s}$  и время затухания тока короткого замыкания не превышает  $25 \mu\text{s}$ . Это означает, что подсветка частиц аэрогеля плазмой незначительна. Поэтому ясно, что частицы светятся сами за счет высокой температуры и люминесценции в течение всего полета вдоль вакуумной камеры. Модуляция свечения траектории объясняется вращением частиц вокруг собственной оси во время движения. При этом некоторые частицы, по-видимому, имеют форму гантелей, что приводит к характерной форме траектории таких частиц.

## Численное моделирование

Для определения динамических характеристик аэрогелей и сравнения с экспериментами нами были произведены численные расчеты разгрузки аэрогелей при их облучении электронным пучком ускорителя "Кальмар". Удельное энерговыделение электронного пучка как функция лагранжевой координаты глубины поглощения и времени облучения рассчитывалось в диффузионном приближении [11] с учетом реальных осциллограмм тока и напряжения ускорителя "Кальмар" и зависимости глубины пробега электронов от их энергии из [12]. Для дополнительного контроля этого режима работы ускорителя и определения влияния на энерговыделение алюминиевой фольги ( $10 \mu\text{m}$ ), установленной перед аэрогелем (рис. 1), было проведено численное моделирование разгрузки ПММА (оргстекла) с заведомо известным уравнением состояния [13]. Расчет разгрузки производился по одномерной лагранжевой схеме "предиктор-корректор" второго порядка точности. Расчеты показали, что при облучении ПММА в режиме с максимальной энергией пучка электронов  $U_0 = 270 \text{ keV}$ , максимальной плотностью тока  $J_0 = 10 \text{ kA/cm}^2$  и длительностью импульса тока  $t_b = 150 \text{ ns}$  на полувысоте, скорости разлета фольги и ПММА составили соответственно  $7.2$  и  $4.6 \text{ km/s}$ . Эти скорости вполне согласуются с экспериментально измеренными значениями  $8-9 \text{ km/s}$  для скорости разлета фольги и  $4.2 \text{ km/s}$  для ПММА, что свидетельствует об адекватности описания режима работы ускорителя. Кроме того, численно было подтверждено, что используемая в экспериментах тонкая Al фольга толщиной менее  $5\%$  массовой глубины энер-

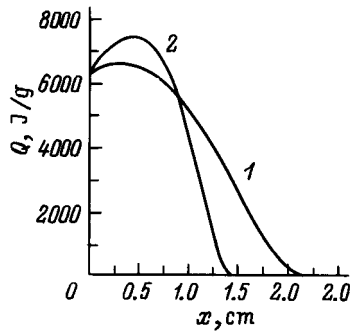
говыведения  $270 \text{ keV}$  электронов практически не влияет на разгрузку ПММА. Это позволило пренебречь наличием фольги и при численном моделировании разгрузки аэрогелей.

В работе [14] было показано отсутствие влияния объемного электрического заряда на формирование зоны энерговыделения импульсного электронного пучка в аэрогеле с начальной пористостью  $\rho_0 = 0.36 \text{ g/cm}^3$ . Это обосновывалось, во-первых, высокой подвижностью высокоэнергетических электронов [9] и, во-вторых, малостью пробойных полей в сильнопористых материалах. Действительно, как показано в [9], в области энергий  $E$  высокоэнергетических электронов, лежащей в диапазоне  $\{\hbar\omega_0, T\} \ll E \leq E_g$  ( $\hbar\omega_0$ ,  $T$  и  $E_g$  — энергия оптических фононов, температура и ширина запрещенной зоны диэлектрика соответственно), имеется минимум потерь энергии, связанный с малой вероятностью взаимодействия электрона с оптическими фононами и невозможностью генерации электрон-дырочных пар. Именно эти электроны обеспечивают высокоэнергетический пробой и стекание избыточного заряда из диэлектрика, облученного импульсным электронным пучком. Следуя [9], можно оценить величину этого пробойного поля  $E_{\text{dis}}$ , как

$$E_{\text{dis}} \simeq 2\pi \frac{\hbar\omega_0}{E_g} \frac{\omega_0}{e\mu} (m_e \hbar\omega_0)^{1/2} / (1 + \Pi)^{1/3} \\ \simeq 200 / (1 + \Pi)^{1/3} [\text{kV/cm}], \quad (1)$$

при  $\hbar\omega_0/E_g \simeq \mu^2$ ,  $E_g \simeq 15 \text{ eV}$ ,  $\mu \simeq 0.1$ .

В этой оценке, полученной из условия неостывания высокоэнергетических электронов в электрическом поле  $E_{\text{dis}}$ , величина  $\mu$  — безразмерный малый параметр, а множитель  $1/(1 + \Pi)^{1/3}$  — поправка на пористость  $\Pi$  аэрогеля. Из (1) видно, что при любой пористости  $\Pi$  величина  $E_{\text{dis}}$  не превышает  $\simeq 200 \text{ kV/cm}$ . Удельная глубина  $R_0$  энерговыделения в аэрогеле пучка электронов ускорителя с максимальной энергией  $U_0 = 290 \text{ keV}$ , согласно [12], равна  $R_0 \simeq 0.07 \text{ g/cm}^2$ . Поэтому максимальное изменение энергии электрона в зоне энерговыделения в аэрогеле с плотностью  $\rho_0 = 0.36 \text{ g/cm}^3$  ( $\Pi_0 \simeq 6$ ) не превышает  $20 \text{ keV}$ , что на порядок меньше энергии  $U_0$ . Для аэрогеля с  $\rho_0 = 0.14$  ( $\Pi_0 \simeq 16$ )  $\text{g/cm}^3$  изменение энергии составляет не более  $40 \text{ keV}$ , что также несильно влияет на формирование зоны энерговыделения пучка электронов с  $U_0 = 270 \text{ keV}$ . Иная ситуация имеет место для аэрогеля с  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$  ( $\Pi_0 \simeq 80$ ). В этом случае, несмотря на малость пробойного поля (1)  $E_{\text{dis}} \simeq 50 \text{ kV/cm}$ , электростатическая энергия электрона в зоне энерговыделения может быть довольно велика —  $\simeq 100 \text{ keV}$ . Это приводит к значительному искажению размеров и формы зоны энерговыделения, использованного в экспериментах пучка электронов с  $U_0 = 270 \text{ keV}$ ,  $J_0 = 10 \text{ kA/cm}^2$  и  $t_b = 150 \text{ ns}$ , по сравнению с рассчитанной по формулам из [11]. На рис. 8 для сравнения показаны формц удельных энерговыделений пучка электронов в зависимости от лагранжевой координаты глубины проникновения с учетом и без учета



**Рис. 8.** Сравнение интегрального удельного энерговыделения электронного пучка в аэрогеле с начальной плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$ : 1 — энерговыделение без учета внутренних электрических полей, 2 — энерговыделение с учетом внутренних электрических полей.

внутренних электрических полей. Видно, что при учете электризации глубина проникновения электронов пучка уменьшается с 2 до 1.5 см и совпадает с экспериментально полученной глубиной зоны свечения аэрогеля (рис. 4). При учете электризации совпадают также и координаты максимумов  $x_{\text{max}} \approx 0.4 \text{ cm}$  зон свечения и энерговыделения. Эти совпадения позволяют говорить о корректности сделанных в расчетах оценок наведенных в зоне энерговыделения аэрогеля электростатических полей и их влияния на формирование формы зоны энерговыделения. Различия в форме кривых свечения (рис. 4) и энерговыделения (рис. 2) в начале зоны энерговыделения определяется разгрузкой аэрогеля во время облучения. Для дальнейшего необходимо также отметить, что механические давления, вызванные электризацией аэрогеля, крайне малы ( $\leq 0.1 \text{ atm}$ ) и в настоящих расчетах не учитывались.

Для описания механического поведения аэрогеля использовалось пластическое дифференциальное уравнение состояния  $P(\rho, Q, \beta)$  пористой среды с самосогласованным изменением от пористости коэффициента Грюнайзена  $\langle G \rangle$  и модуля всестороннего сжатия  $\langle K \rangle$  [4,6,14]

$$dP = \langle K \rangle \frac{d\rho}{\rho} + \rho \langle \Gamma \rangle dQ,$$

$$dP_i = K_i \frac{d\rho_i}{\rho_i} + \rho_i \Gamma_i dQ, \quad \Gamma_i = \Gamma_i(\rho_i), \quad K_i = K_i(\rho_i),$$

$$dP = dP_i,$$

$$\langle K \rangle = K_i \beta^\gamma, \quad \langle \Gamma \rangle = \Gamma_i \beta^{\gamma-1}, \quad \beta \equiv \frac{\rho}{\rho_i}, \quad \Pi \equiv \frac{1-\beta}{\beta}. \quad (2)$$

Первое и второе уравнение этой системы — это дифференциальные уравнения состояния Ми–Грюнайзена аэрогеля и его  $\text{SiO}_2$  основы ( $i$ ). Третье уравнение — условие термодинамического выравнивания давления на масштабах порядка размера пор. Это уравнение согласует квазистационарное изменение пористости аэрогеля с изменением его плотности и внутренней энергии.

Условие такого квазистационарного выравнивания вполне естественно для столь мелкопористого материала, как прозрачный аэрогель, и выполняется за характерные времена  $\leq 1 \text{ ns}$ . Наконец, последние уравнения системы (2) являются перколяционно-кластерной связью характеристик аэрогеля с характеристиками его основы. Эта степенная зависимость упругих характеристик пористых материалов от их пористости, следующая из перколяционно-кластерной модели [6,14], экспериментально подтвердилась для многих классов высокопористых материалов. Так, в [4] обобщены многочисленные экспериментальные данные скорости звука в пористых телах (Al, Fe, Cu, W, пенополистироле, пенополиуретане). В результате сделан вывод, что скорость звука почти степенным образом зависит от  $\rho/\rho_i$ , причем показатель степени практически одинаков для всех рассмотренных материалов. В [15,16], кроме того, показано, что ударная адиабата пористых тел не зависит от размера структурного элемента (размер пор варьировался на порядок). Вышесказанное позволяет сделать вывод об удовлетворительной применимости перколяционной модели (2) для описания пористых тел.

Перколяционный коэффициент  $\gamma$  зависит от многих факторов, прежде всего от типа взаимодействия атомов [6,14]. Так, для изотропного взаимодействия, проявляющегося в малом модуле сдвига,  $\gamma = 1.7$ . Для центрального взаимодействия с максимально возможным модулем сдвига  $\langle G \rangle = 3/4 \langle K \rangle$  коэффициент  $\gamma = 4.4$ . В [6] исследован кроссовер от изотропного к центральному взаимодействию и показано, что перколяционный коэффициент не выходит за пределы диапазона 1.7–4.4.

Следует отметить, что перколяционный коэффициент  $\gamma$  является единственным свободным коэффициентом модели (2). Все остальные коэффициенты относятся к основе пористого материала и, как правило, известны. В нашем случае в численных экспериментах в модели (1) использованы параметры стекла обыкновенного [17]:  $\rho_i^0 = 2.4 \text{ g/cm}^3$ ,  $\Gamma_i^0 = 2.5$ ,  $C_{Si}^0 = 2.0 \text{ km/s}$ . Поскольку уже при повышении температуры до  $400^\circ \text{C}$  стеклянная основа размягчается и модуль сдвига стремится к нулю, то было естественным попробовать взять перколяционный коэффициент  $\gamma = 1.7$ , соответствующий изотропной модели взаимодействия. Действительно, численные эксперименты показали наилучшее совпадение с экспериментальными результатами именно при этом выборе. Быстрое размягчение основы аэрогеля оправдывает также применимость используемой гидродинамической модели.

В наших экспериментах внутренняя энергия аэрогелей (т.е. удельное энерговыделение за вычетом работы сил давления) не превышала теплоту сублимации его стеклянной основы (рис. 8). Поэтому в расчетах не было необходимости "сшивать" систему (2) с уравнением состояния газовой фазы, хотя это и не вызывает принципиальных затруднений.

В численных экспериментах выбраны пропорциональная зависимость дифференциального модуля всестороннего сжатия и обратно пропорциональная зависимость

Максимальная энергия пучка, keV	Максимальная плотность тока, kA/cm <sup>2</sup>	Начальная плотность, g/cm <sup>3</sup>	Скорость разлета аэрогеля, km/s		Смещение поверхности аэрогеля в момент окончания импульса, mm
			эксперимент	расчет	
270	10	0.03	2	2.0	0.15
270	10	0.14	3.3	4.2	0.36
270	10	0.36	4.5	4.2	0.2
290	14	0.36	7 ÷ 8	6.5	0.31

коэффициента Грюнайзена от плотности основы аэрогеля.  $K_i(\rho_i) \propto \rho_i$  обеспечивает постоянство скорости звука аэрогеля при больших сжатиях. Зависимости  $\Gamma_i(\rho_i) \propto 1/\rho_i$  обычно выполняются для металлов и широкого класса полимерных и кристаллических материалов. Эти зависимости для рассматриваемой модели (2) не являются принципиальными и легко могут быть заменены более корректными.

Численный расчет разгрузки аэрогелей с начальными плотностями  $\rho_0 = 0.03, 0.14$  и  $0.36$  g/cm<sup>3</sup> был произведен для режима работы электронного ускорителя с амплитудой напряжения и плотности тока  $U_0 = 270$  kV и  $J_0 = 10$  kA/cm<sup>2</sup> соответственно. Время облучения  $t_b = 150$  ns на полувысоте импульса тока. Результаты численных расчетов скоростей разлета аэрогелей и их сравнение с экспериментальными результатами приведены в таблице. Для полноты картины в этой таблице приведены значения скоростей разлета аэрогелей с начальной плотностью  $\rho_0 = 0.36$  g/cm<sup>3</sup>, полученные в [4] для режима работы ускорителя с амплитудой напряжения и плотностями тока  $U_0 = 290$  kV и  $J_0 = 10, 14$  kA/cm<sup>2</sup> соответственно. Результаты сравнения приведенных в таблице расчетных и экспериментальных скоростей разлета аэрогелей свидетельствуют об удовлетворительной пригодности перколяционно-кластерного уравнения состояния (2) для описания высокопористых материалов с начальными пористостями, отличающимися более чем

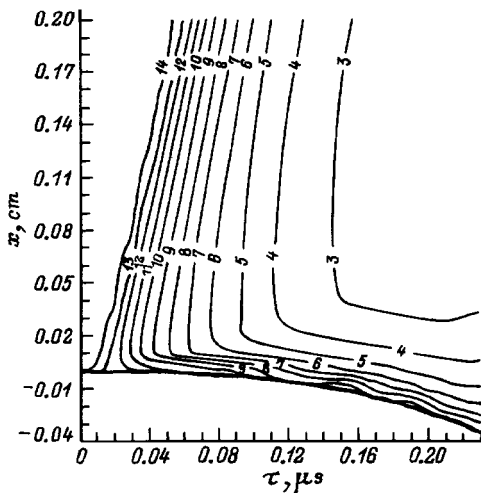


Рис. 9. Изолинии пористости  $\Pi(x, t)$  при разгрузке аэрогеля с  $\rho_0 = 0.14$  g/cm<sup>3</sup>.

на порядок. Интересно отметить немонотонную зависимость смещения поверхности (см. таблицу) облучаемых аэрогелей от их начальной пористости. Дело в том, что в образцах с максимальной начальной плотностью ( $\rho_0 = 0.36$  g/cm<sup>3</sup>) линейная глубина зоны энерговыделения минимальна ( $\approx 1.7$  mm) и центральная область энерговыделения начинает эффективно разгружаться задолго от окончания энерговыделения. Это обеспечивает меньшее максимальное сжатие образцов с начальной плотностью  $\rho_0 = 0.36$  g/cm<sup>3</sup> по сравнению со вторым образцом, который размером приблизительно в 2 раза больше зоны энерговыделения.

На рис. 9 для иллюстрации необходимости самосогласованного учета изменения пористости при нагружении высокопористых материалов приведены изолинии пористости  $\Pi(x, t)$  аэрогеля с начальной плотностью  $\rho_i^0 = 0.14$  g/cm<sup>3</sup>, соответствующие численному эксперименту. Видно, что к концу облучения пористость аэрогеля уменьшается почти в 7 раз, что соответствует увеличению модуля всестороннего сжатия в  $\approx 15$  раз. Учет столь сильных нелинейных эффектов затруднителен в обычных моделях описания пористых материалов и естествен в предложенной модели (2).

В заключение этого раздела следует отметить, что, несмотря на дифференциальный характер рассматриваемого уравнения состояния (2) сильно пористого вещества, с помощью (2) можно получать интегральные оценки. Например, при  $K_i(\rho_i) \propto \text{const}$  и  $\Gamma_i(\rho_i) \propto 1/\rho_i$  легко получить интегральную ударную адиабату Гюгоню. Действительно, подставляя в (2) внутреннюю энергию

$$dQ = -d \left\{ \frac{P}{2} \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) \right\},$$

получаем систему двух алгебраических уравнений, определяющих изменение плотности и пористости материала на фронте ударной волны амплитуды  $P_H$ ,

$$P_H = K_i/\gamma \ln \frac{1 - \beta_0^\gamma}{1 - \beta^\gamma}, \quad \{\rho_0, \Pi_0\} \rightarrow \{\rho, \Pi\},$$

$$\frac{1}{\gamma} \ln \left\{ \frac{\beta^\gamma (1 - \beta_0^\gamma)}{\beta_0^\gamma (1 - \beta^\gamma)} \right\} = \ln \left\{ \frac{\rho}{\rho_0} \right\} - \frac{P_H}{2} \left\{ \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right\} \frac{\rho_i \Gamma_i}{K_i},$$

$$\Pi \equiv \frac{1 - \beta}{\beta}. \quad (3)$$

Подстановка в (2) адиабатического приращения внутренней энергии  $dQ = -Pd(1/\rho)$  приводит к дифференциальному уравнению, связывающему приращения

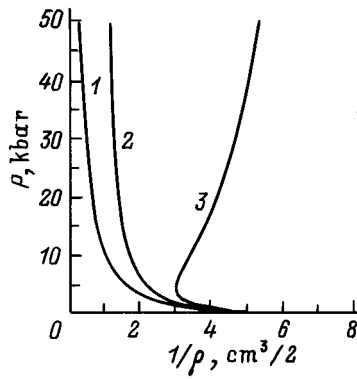


Рис. 10. Кривая холодного сжатия (1), адиабата (2) и ударная адиабата Гюгонно (3).

плотности и пористости в адиабате  $P_a$ ,

$$P_a = K_i/\gamma \ln \frac{1 - \beta_0^\gamma}{1 - \beta^\gamma},$$

$$\frac{d\rho}{d\beta} = \frac{\rho^2}{\beta(1 - \beta^\gamma)} / \left\{ \rho + \frac{\rho_i \Gamma_i}{K_i} P_a(\beta) \right\},$$

$$\Pi \equiv \frac{1 - \beta}{\beta}. \quad (4)$$

Наконец, нулевое приращение внутренней энергии ( $dQ = 0$ ), соответствующее кривой холодного сжатия  $P_x$ , также позволяет явно проинтегрировать систему (2)

$$P_x = K_i/\gamma \ln \frac{1 - \beta_0^\gamma}{1 - \beta^\gamma},$$

$$\frac{\rho^\gamma}{\rho_0^\gamma} = \frac{\beta^\gamma(1 - \beta_0^\gamma)}{\beta_0^\gamma(1 - \beta^\gamma)}, \quad \Pi \equiv \frac{1 - \beta}{\beta}. \quad (5)$$

На рис. 10 кривые 1–3 соответствуют холодному сжатию (5), адиабате (4) и ударной адиабате Гюгонно (3) в координатах  $\{1/\rho, P\}$  для начальной плотности аэрогеля  $\rho_0 = 0.14 \text{ g/cm}^3$ .

Видно, что при малых давлениях эти адиабаты, как и следовало ожидать, совпадают. Но при давлении  $P \simeq 5 \text{ kbar}$  из-за высокой пористости ударная адиабата Гюгонно становится аномальной. Интересно отметить, что аномальная часть адиабаты асимптотически выходит из точки с удельным объемом  $2.5 \text{ cm}^3/\text{g}$ . Это значение в  $\simeq 6$  раз больше удельного объема  $\text{SiO}_2$  основы, используемого для этих целей в обычно используемой модели пористого вещества [18].

### Заключение

С помощью оптических методов исследована динамика взаимодействия сильноточного электронного пучка с  $\text{SiO}_2$  аэрогелями различной плотности от 0.03 до  $0.36 \text{ g/cm}^3$ . Изучена эволюция свечения зоны энерговыделения, а также разлет аэрогеля навстречу электронному пучку. На основе экспериментальных данных

разработана модель описания высокопористых материалов. Получено соответствующее нелинейное самосогласованное уравнение состояния, отражающее свойства аэрогеля. Данное уравнение состояния позволяет правильно определять термодинамические характеристики аэрогелей при изменении пористости в десятки раз. Определен перколяционный показатель  $\gamma = 1.7$  аэрогелей, показывающий принадлежность аэрогелей к классу материалов с преимущественно изотропным взаимодействием. Показано, что при низких плотностях аэрогелей ( $\rho_0 \leq 0.2 \text{ g/cm}^3$ ) нельзя пренебрегать влиянием объемного электрического заряда на формирование зоны энерговыделения импульсного сильноточного электронного пучка. Для корректного расчета этого заряда необходимо использовать модель высокоэнергетической импульсной проводимости диэлектриков [9], дополненную учетом нелинейного влияния электрических полей. Такой учет особенно важен для электронов с энергией порядка ширины запрещенной зоны, обеспечивающих высокоэнергетической пробой диэлектрика. Сравнение расчетной и экспериментальной глубины зоны энерговыделения в аэрогеле с плотностью  $\rho_0 = 0.03 \text{ g/cm}^3$  позволило оценить величину высокоэнергетического пробойного электрического поля  $E_{\text{dis}} \simeq 50 \text{ kV/cm}$ , что на два порядка меньше обычной величины.

Авторы выражают благодарность Л.И. Рудакову за полезные обсуждения и ценные замечания, а также коллективу Института катализа РАН за изготовление образцов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-02-16729).

### Список литературы

- [1] Burchel M., Thomson R. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1995. Vol. 40. N 6. P. 1409.
- [2] Fortov V.E., Filimonov A.S., Gryaznov V.K. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Physics of Strong Coupled Plasmas / Ed. W.D. Kraeft, M. Langes. Singapore: World Sci. Publ. Co Pte LTD, 1996. P. 317–321.
- [3] Терновой В.Я., Грязнов В.К., Николаев Д.Н. и др. // Тез. докл. IX Междунар. конф. "Уравнения состояния вещества". Нальчик, 1996. С. 5.
- [4] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А. и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 11. С. 19–25.
- [5] Багнич С.А., Богомолов В.Н., Курдюков Д.А. и др. // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 10. С. 2979–2986.
- [6] Feng S., Sen P.N. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 3. P. 216–219.
- [7] Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.И., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. 163 с.
- [8] Милявский В.В., Скворцов В.А. // ТВТ. 1995. Т. 33. № 5. С. 795–801.
- [9] Вайсбурд Д.И. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск, 1982. 227 с.



- [10] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. С. 100–106.
- [11] Капуа К., Окадате С. // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. N 1. P. 43–53.
- [12] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 229 с.
- [13] Исследование свойств вещества в экстремальных условиях. М., 1990. 217 с.
- [14] Соколов И.М. // УФН. 1986. Т. 150. Вып. 2. С. 221–253.
- [15] Voade R.R. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 11. P. 4542–4551.
- [16] Крысонов Ю.А., Новиков С.А. // ПМТФ. 1988. № 6. С. 57–60.
- [17] Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [18] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 687 с.