

02

Моделирование синхротронной диагностики взрыва

© А.П. Ершов

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
E-mail: ers@hydro.nsc.ru

Поступило в Редакцию 10 мая 2001 г.

Рассматривается применение синхротронного излучения для диагностики взрыва. В одномерной газодинамической постановке моделируется взаимодействие пучка с цилиндрическим зарядом детонирующего взрывчатого вещества.

1. В 2000 г. возникло новое направление в диагностике быстропротекающих процессов, основанное на использовании синхротронного излучения (СИ). Высокая яркость пучка, малая угловая расходимость, потенциально высокая частота повторения импульса излучения обуславливают преимущества СИ по сравнению с обычными способами рентгеновского просвечивания. В то же время синхротронная методика может быть практически невозмущающей. Этот комплекс свойств делает синхротронную диагностику, возможно, наиболее перспективной для исследования взрыва и детонации. Хотя на данный момент опубликованы предварительные результаты (см., например [1–3]), важность вопроса оправдывает проведение столь же предварительного анализа возможностей примененных методик.

В экспериментах пучок СИ из ондулятора ускорителя (энергия электронов 2 GeV) проходил через цилиндрический заряд взрывчатого вещества диаметром 1 см перпендикулярно оси. По поглощению пучка оценивалась плотность вещества. Кроме того, регистрировалось излучение, рассеянное на малый угол углеродными, в частности алмазными, частицами, возникающими при взрыве. Рассеянный сигнал имел заметный завал фронта — единицы μs , что, на первый взгляд, противоречило сложившимся представлениям об образовании алмаза при детонации за более короткое время, в пределах субмикросекундной зоны химической реакции [4]. В данной работе на основании моделирования взаимодействия пучка СИ с детонирующим зарядом предлагается трактовка, согласующая новые данные с быстрым образованием частиц.

2. Наиболее важный эффект состоит в том, что при взрыве образовавшаяся частица углерода погружена в плотный газ. Поэтому на границе частицы ослабляется контраст электронной плотности и, следовательно, рассеяние. Разлет продуктов взрыва с характерным временем порядка μs уменьшает плотность газа и увеличивает контраст, от чего и растет сигнал. Очевидна важность динамики расширения и для анализа поглощения пучка.

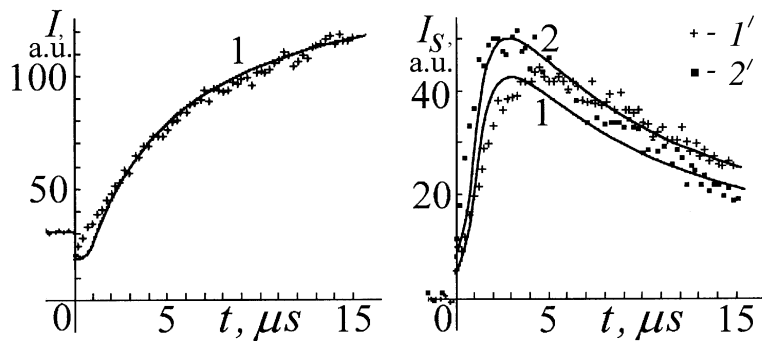
Газодинамика расширения рассчитывалась численно в одномерном приближении. Разумеется, одномерная постановка не может дать точных значений плотности на пути луча, но ее можно использовать для оценки. Считалось, что за фронтом детонации мгновенно достигается состояние Жуге, а затем происходит цилиндрический разлет. Для продуктов детонации использовалось уравнение состояния [5]; окружающий заряд воздух считался идеальным газом с показателем адиабаты 1.25. Система лагранжевых уравнений движения решалась методом искусственной вязкости [6].

Сечение заряда разделялось на концентрические ячейки. Прохождение через ячейку уменьшает интенсивность пучка $I(r, t)$ на множитель $\exp(-\mu\rho(r, t)|\Delta r|)$. Здесь μ — массовый коэффициент ослабления, $\rho(r, t)$ — плотность, Δr — приращение эйлерова радиуса r (заметим, что каждая ячейка пересекалась пучком дважды).

Текущая интенсивность $I(r, t)$ в ячейке порождает рассеяние. В экспериментах максимальная энергия фотонов была около 30 keV. Характерный размер частиц $R \sim 4 \text{ nm}$ и угол рассеяния порядка 0.5° соответствуют главному максимуму функции малоуглового рассеяния. При усреднении по ансамблю частиц и по спектру эта функция даст множитель порядка 1. Из-за иммерсии рассеянный сигнал пропорционален квадрату разности электронных плотностей частицы и газа или, с хорошей точностью, квадрату разности массовых плотностей алмаза ρ_d и газа ρ_g (из элементов, входящих в состав взрывчатых веществ, отношение $1/2$ атомного номера к массе атома нарушается только для водорода, доля массы которого очень мала). Интенсивность рассеяния представим в виде, удобном для согласования с газодинамическим расчетом:

$$\Delta I_S \sim I(r, t)\rho(r, t)(\alpha_d/\rho_d)(\rho_d - \rho_g)^2 R^3 \Delta r, \quad (1)$$

где α_d — доля массы ВВ, выделяющаяся в виде алмаза. Если конденсированный продукт не полностью алмазный, эта зависимость корректируется очевидным образом.



Интенсивность прошедшего пучка I и рассеянного I_s в усл. ед. Данные [2]: I' — ТНТ, $2'$ — ТГ 50/50; сплошные линии — расчет: 1 — ТНТ, 2 — ТГ 50/50.

Экспериментальные ограничения вынуждали использовать весь возможный спектр излучения ("белый пучок"). Поглощение излучения резко зависит от длины волны. Вначале проходит в основном жесткая компонента, но по мере снижения плотности начинает "проявляться" и мягкая составляющая, поэтому полихроматичность излучения также сказывается на разрешении.

Спектральный интервал энергии E от 0 до 30 keV делился на 20 равных частей, и расчеты поглощения и рассеяния по (1) проводились для каждого участка спектра. Исходный спектр взят из [7] (для поля в вигглере 2Т) с поправкой на поглощение в воздухе на пути до заряда и во входном бериллиевом окне. Далее вычислялись значения интенсивности основного пучка $I(E)$ и рассеяния $I_s(E)$ в каждой ячейке заряда для каждой компоненты пучка (причем учитывалось дальнейшее поглощение рассеянного излучения). Затем происходило поглощение в воздухе на пути до датчика и в выходном окне. Массовые коэффициенты ослабления интерполировались по таблицам, приведенным в [8]. Считалось, что сигнал датчика пропорционален суммарной по спектру мощности излучения.

3. Сравнение расчета с данными [2] для прессованного до плотности 1.6 g/cm^3 тротила (ТНТ) и литого состава из 50% тротила и 50% гексогена (ТГ) показано на рисунке. Принято, что пучок проходит по воздуху до заряда путь 1 м, расстояние от заряда до датчика 50 см. Начальный уровень проходящего сигнала согласовывался с экспери-

ментальным. Можно отметить хорошее согласие с экспериментом для проходящего пучка.

Выходы конденсированного углерода и алмаза и размер частиц взяты из [4], конденсация считалась мгновенной. Сигнал рассеяния определяется из (1) с точностью до коэффициента, поэтому его максимум согласован с экспериментом для ТНТ. Несмотря на меньшее количество углерода, интенсивность рассеяния для ТГ несколько больше, как и в эксперименте. Это объясняется в основном большим выходом алмаза (сигнал от графита слабее).

Динамика рассеяния воспроизводится лишь качественно. Расчетный сигнал вначале растет из-за усиления контраста, а затем спадает из-за общего расширения (уменьшается число частиц на пути луча). Максимум достигается примерно за $3 \mu\text{s}$ для обоих веществ. В эксперименте для ТГ рост немного быстрее расчетного, а для ТНТ — заметно медленнее. Отметим, что расширение в описанной модели несколько затянато, так как не учитывается осевой разлет продуктов детонации. Двумерный расчет дал бы более быстрое нарастание сигнала. Этим можно объяснить расхождение с экспериментом для ТГ. Но такой же поправки следует ожидать и для тротила в силу близости газодинамики разлета.

Авторы [2] предполагают, что конденсация не только происходит в зоне химической реакции, но и продолжается в разлетающихся продуктах детонации. Изложенные выше оценки показывают, что сигнал рассеяния нарастает за несколько μs и при "мгновенной" конденсации углерода. Продолженная конденсация, если имеет место, то в случае ТНТ, для которого сигнал растет медленнее. Например, может играть роль неполнота реакции, с продолжением ее и выделением части углерода на фазе расширения.

По сравнению с детонационными алмазами графитовые и аморфные частицы, преобладающие в продуктах детонации тротила, изучались менее интенсивно. Вариант продолженной конденсации, означающий рост частиц до более крупных размеров (десятки nm), сомнителен — этому препятствует размерное ограничение роста [9]. К тому же для крупных частиц вместо первого максимума сигнал определяется "хвостом" функции рассеяния и грубо пропорционален $1/R$, т.е. рост сигнала в этой области параметров означает уменьшение размера. Хотя крупные графитоподобные частицы найдены в сохраненном продукте, их образование, по-видимому, связано с воздействием высоких температур на более поздних стадиях взрыва.

Более вероятным представляется проявление эффекта стесненности. В продуктах детонации ТНТ концентрация свободного углерода очень высока, так что формируется пространственная структура из мелких частиц графита, чем объясняется высокая проводимость такой среды [9,10]. При расширении эта структура разрывается с возникновением свежих поверхностей, что и усиливает рассеяние. Такое объяснение эксперимента альтернативно [2].

В монохроматическом приближении, т.е. без учета "проявления" спектра пучка, время нарастания рассеянного сигнала получилось вдвое меньшим ($\approx 1.5 \mu\text{s}$). Следовательно, для рассеяния вклад иммерсии и полихроматичности в завал фронта сигнала примерно одинаков. Монохроматизация пучка резко повысит качество проходящего сигнала, не зависящего от контраста.

Список литературы

- [1] Толочко Б.П., Жогин И.Л., Евдоков О.В. и др. // Материалы XIII Российской конференции по использованию синхротронного излучения. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2000. С. 53–56.
- [2] Алешаев А.Н., Зубков П.И., Кулипанов Г.Н. и др. // Материалы XIII Российской конференции по использованию синхротронного излучения. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2000. С. 184.
- [3] Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А., Титов В.М. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. 12-й симпозиум по горению и взрыву. Ч. II. Черногловка: ИПХФ РАН, 2000. С. 177–178.
- [4] Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю. Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 3. С. 117–126.
- [5] Куропатенко В.Ф. // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 6. С. 112–117.
- [6] Рихтмайер Р.Д., Мортон К.В. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972. 418 с.
- [7] Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. // УФН. 1977. Т. 122. № 3. С. 369–418.
- [8] Рентгенотехника: Справочник / Под ред В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1980.
- [9] Ершов А.П., Куперитох А.Л., Коломийчук В.Н. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 42–46.
- [10] Hayes B. // Proc. 4th Symposium (Internat.) on Detonation. White Oak, MD, 1965. Washington: ONR, ACR-126, 1967. P. 595–601.