

В диапазоне давлений УВ 6-61 ГПа методом обратного удара выполнены эксперименты с бериллиевыми образцами  $\varnothing 60 \times 2$  мм. Для создания в образце плоской УВ интенсивностью 12-61 ГПа использовались взрывные нагружающие устройства, а 6 и 12 ГПа - пороховая пушка калибром 100 мм ПНУ-100. Для непрерывного измерения скорости движения образцов до торможения, а также контактной поверхности Be-LiF при торможении использовался лазерный интерферометр.

По результатам анализа измеренных профилей упругопластической разгрузки в диапазоне давлений 6–61 ГПа определены значения упругой, объемной скоростей звука и коэффициента Пуассона  $\mu$ . Построена зависимость  $\mu(P)$ . В интервале давления от 6-20 ГПа наблюдается резкое нарастание  $\mu$  от 0,07 до 0,3, в диапазоне давлений 20–61 ГПа коэффициент Пуассона выходит на стационарное значение, равное  $\sim 0,3$ . Близкий характер зависимости  $\mu(P)$  получен экспериментально M.D. Knudson для бериллия марки S200F.

### Список литературы

- 1 Thomas S. Duffy, Thomas J. Ahrens. Dynamic compression of an Fe–Cr–Ni alloy to 80 GPa // J. Appl. Phys. 82 (9), November 1997, pp. 4259-4269.
- 2 Jianbo Hu, Chengda Dai, Yuying Yu, Zijiang Liu, Ye Tan, Xianming Zhou, Hua Tan, Lingcang Cai, and Qiang Wu. Sound velocity measurements of tantalum under shock compression in the 10-110 GPa range // Journal of Applied Physics 111, 033511 (2012).
- 3 Б.Л.Глушак, В.Ф.Куропатенко, С.А.Новиков. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках // Новосибирск. Наука. Сиб. отделение, 1992, 295с.
- 4 В.А.Аринин, Ю.В.Батьков, Д.В.Крючков, А.Н.Малышев, К.Н.Панов, В.И.Скоков. Особенности откольного разрушения в бериллии при взрывном нагружении // Труды международной конференции «XV Харитоновские научные тематические чтения», Саров, 18-22 марта 2013 г. с.446-451.
- 5 М.В.Жерноклетов, В.Н.Зубарев, Р.Ф.Трунин, В.Е.Фортов. Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии // Черноголовка. ИХФЧ. 1996. 386с.
- 6 Marcus D. Knudson. Use of Pulsed Magnetic Compression to Investigate Constitutive Response of Materials. New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter // Paris, France May 24-28, 2010.

## ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И УДАРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЯХ

С.Ю. Седов<sup>1,2</sup>, В.А. Борисёнок<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

<sup>2</sup>РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

### Введение

Флексоэлектрический эффект (ФЭ) определяют как электрическую реакцию диэлектрической конденсированной среды (поляризацию) на воздействие градиента деформации [1]. В одномерном случае:

$$P_f = \gamma \nabla E = \gamma \beta \nabla p \quad (1)$$

где  $P_f$  - поляризация,  $E$  - упругая деформация,  $\gamma$  - флексоэлектрический коэффициент,  $\beta$  - сжимаемость среды,  $p$  - давление.

ФЭ присущ всем диэлектрикам и описывает возникновение поляризации в непьезоэлектрической среде под действием механического воздействия. При описании флексоэлектрического эффекта используют также выражение для напряженности электрического поля  $E_f$ , которое является следствием (1):

$$E_f = \frac{\gamma\beta}{\varepsilon\varepsilon_0} \nabla p \equiv f \nabla p, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость и диэлектрическая постоянная.

Для твердого тела ФЭ исследован теоретически и экспериментально. Результаты теоретических исследований наиболее полно изложены в [1]. Показано, что флексоэлектрический коэффициент имеет порядок величины  $e/a$  ( $e$  – заряд электрона,  $a$  – период решетки) -  $\sim 10^{-9}$  Кл·м<sup>-1</sup>. Отметим, что в [1] рассмотрен только ионный вклад в поляризацию. Эксперименты проведены в основном с сегнетоэлектрическими материалами в неполярной (параэлектрической) фазе [2-6]. Показано, что флексоэлектрическая поляризация есть линейная функция градиента деформации до значений последнего 0,015-0,020 м<sup>-1</sup>; флексоэлектрический коэффициент  $\mu$  составляет по порядку величины от  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  Кл/м (монокристалл титана стронция) [6] до  $10^{-4}$  Кл/м (керамика титана бария стронция)[4]. Данные о проведении исследований ФЭ в жидких диэлектриках практически отсутствуют.

Теоретические оценки коэффициента  $f$  по порядку величины для воды проведены в работах [7,8], в которых предложена модель однопузырьковой сонолюминесценции (ОПСЛ) для систем вода-благородный газ. Известно [7-9], что на последней стадии коллапса пузырька газа в жидкости ускорение стенки пузырька, и, следовательно, градиент давления в ее окрестности весьма велики: ускорение  $10^{11}$ - $10^{13}$  м/с<sup>2</sup> [9] градиент  $10^{14}$ - $10^{16}$  Н/м<sup>3</sup> [7,8]. Это, по мнению авторов [7,8], должно приводить к появлению в тонком слое воды электрического поля за счет ФЭ, достаточного для пробоя и ускорения свободных электронов до энергий возбуждения атомов благородных газов. Излучение при обратных электронных переходах и есть ОПСЛ.

При оценке коэффициента  $f$  авторы [7,8] рассмотрели два возможных механизма поляризации диэлектриков: смещение зарядов и упорядочение диполей (ориентационную поляризацию). Оценка  $f$  при первом типе поляризации проведена с использованием в качестве модельного вещества ионных кристаллов. Учет второго типа поляризации основан на утверждении, что ориентационная поляризация намного более эффективна, чем поляризация за счет смещения, так как диэлектрическая проницаемость полярных диэлектриков значительно больше, чем неполярных. В результате в обоих случаях получены одинаковые выражения:

$$f \sim \frac{e\beta}{\varepsilon_0 d} \quad (3)$$

где  $d$  – расстояние между атомами. Вычисление при  $d \sim 10^{-10}$  м и  $\beta = 5 \cdot 10^{-10}$  Па<sup>-1</sup> дает значение  $f \sim 10^{-7}$  В/Па. Используя (2), получим  $\gamma \sim 10^{-7}$  Кл/м. По нашему мнению, предложенный в [7,8] метод непригоден для оценки  $f$  и  $\gamma$  в случае жидкостей из-за не учета влияния теплового движения молекул при определении поляризации.

Цель настоящей работы – предложить новый подход для вычисления коэффициента флексоэлектрического эффекта. Для этого будем использовать результаты исследования поляризации диэлектриков электрическим полем и ближайшего аналога ФЭ – ударной поляризации: поляризации конденсированной диэлектрической среды в неоднородном поле сил фронта ударной волны (УВ).

### 1.Метод расчета коэффициента флексоэлектрического эффекта

Метод расчета ориентационной поляризации, возникающей в результате упорядочения внешним электрическим полем молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, был впервые рассмотрен Дебаем в начале XX века. В изложении [10] суть метода в следующем.

Потенциальная энергия свободно движущейся молекулы с постоянным дипольным моментом  $\vec{\mu}$  в однородном поле  $\vec{E}$  имеет вид:

$$W = - (\vec{\mu} \cdot \vec{E}) = - \mu E \cos\varphi, \quad (4)$$

где  $\varphi$  – угол между дипольным моментом и направлением вектора напряженности поля.

Следовательно, выражение для поляризации  $P$  записывают в виде:

$$P = N_0 \mu \overline{\cos \varphi}, \quad (5)$$

где  $N_0$  – число молекул в единице объема,  $\overline{\cos \varphi}$  – среднее значение косинуса по всему распределению по углам при тепловом равновесии.

Согласно закону распределения Больцмана вероятность того, что момент молекулы расположен внутри телесного угла  $d\Omega$ , пропорциональна  $e^{-W/kT}$ . Поэтому:

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{\int e^{-W/kT} \cos \varphi d\Omega}{\int e^{-W/kT} d\Omega}, \quad (6)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

После вычисления интегралов в (6) получаем:

$$\overline{\cos \varphi} = \operatorname{cth} a - \frac{1}{a}, \quad (7)$$

где  $a = \mu E / kT$

В [10] показано, что при обычных условиях экспериментов (температура порядка комнатной и выше) и величинах дипольных моментов, характерных для молекул веществ, выполняется неравенство  $kT \gg \mu E$  и, следовательно,  $\overline{\cos \varphi} \approx \frac{a}{3} = \frac{\mu E}{3kT}$ . Поэтому:

$$P = \frac{N\mu^2 E}{3kT} \quad (8)$$

Из сказанного выше следует вывод, что рассмотренный метод можно использовать для определения поляризации и в тех случаях, когда упорядочение молекулярных диполей происходит в поле сил другой природы нежели электрические. В частности, этот метод использован в работе [11] для построения модели поляризации воды в поле сил фронта ударной волны.

Считается общепризнанным, что явление объемного разделения связанных зарядов во фронте ударной волны, т.е. поляризация конденсированной среды было экспериментально открыто авторами работы [12] для случая полярных полимеров и воды. Эти же авторы предложили и механизм открытого ими явления, получившего название «ударная поляризация», - который связывался с ориентацией асимметричных молекулярных диполей в поле сил фронта УВ. В последующие годы ударная поляризация была зарегистрирована в экспериментах с ионными кристаллами, полимерами, низкомолекулярными жидкостями [13]. Построены феноменологические модели явления [14-18], сделаны попытки построения физических моделей [11,19]. Две последние модели развиты для полярных жидкостей; с их помощью описывались результаты экспериментов с водой [11] и нитробензолом [19]. Рассмотрим их подробнее.

Авторы [11], исходя из предположения, что основной вклад в ударную поляризацию воды  $P_w$  вносит ориентационная поляризация, и, следуя описанному выше методу, получили следующий результат:

$$P_w = \frac{l_0 \mu N_0}{3kT} (2F_H - KF_0) = \frac{l_0 \mu N_0}{3kT} \frac{\partial}{\partial x} (2E_H - KE_0), \quad (9)$$

где  $l_0 = R_{OH} \cos \alpha / 2$ ,  $R_{OH}$  – длина ОН связи,  $\alpha$  – угол между ОН – связями.  $K = \frac{2m_H}{m_0}$ ;  $m_H$  и  $m_0$  – массы атомов водорода и кислорода,  $F_H$  и  $F_0$  – равнодействующие сил фронта УВ и инерциальных сил, действующие на атомы водорода и кислорода и приводящие молекулу воды во вращательное движение вокруг оси, проходящей через центр масс;  $E_H$  и  $E_0$  – разность между энергией, получаемой атомами водорода и кислорода за счет перепада давления на УВ, и кинетической энергией.

Молекула воды представлена в [11] в классической геометрии: с углом между ОН – связями  $\alpha = 104^\circ 52'$ . Далее авторы [11], используя уравнение состояния воды, определяют структуру фронта УВ, рассчитывают энергии  $E_H$  и  $E_0$  и вычисляют электрические величины – потенциал, напряженность поля и ток смещения – применительно к условиям проведения эксперимента [12]. Сравнение результатов расчета и эксперимента показало, что предложенная модель при некоторых предположениях о поведении вязкости воды в сжатой зоне позволяет количественно описать эксперимент.

В работе [19] для описания ориентационной поляризации развита модель эффективного диполя, в которой молекула вещества представлена в виде жесткой гантели. Для гантели, центр масс которой движется со скоростью среды, составлено уравнение вращательного движения вокруг центра масс. В уравнение входят момент сил поля фронта УВ  $F_i$ , моменты стоковых сил сопротивления и сил электрического поля, создаваемого ударной поляризацией. Выражение для  $F_i$  дано в виде:

$$F_i = -V_i \nabla p, \quad (10)$$

где  $V_i$  – объемы атомных кластеров, образующих гантель,  $p_{sw}$  – давление во фронте УВ. Обоснование введения в модель такой силы в [19] не приведено. Кроме того, в [19] не учтено тепловое движение молекул, что делает результаты расчетов в [19] неверными (тепловые флуктуации в реальной ситуации преобладают). Отметим, что сила типа (10) успешно используется при описании взаимодействия пузырьков газа в жидкости с акустическим полем (первичная сила Бьеркнеса) [20,21]. Для стоячего одномерного звукового поля сила Бьеркнеса направлена вдоль градиента звукового поля; выражение для нее записывается в виде [20,21]:

$$F_B = - \langle V(t) \nabla p_a(x,t) \rangle, \quad (11)$$

где  $p_a$  – акустическое давление,  $\langle \rangle$  – усреднение по времени.

В основу метода оценки коэффициента флексоэлектрического эффекта для жидкостей положим два предположения, как и в [19]:

- молекула вещества представляет собой жесткую осесимметричную гантель. Параметры гантели определяются, аналогично по геометрическому строению молекулы с учетом вандер-ваальсовых радиусов атомов.
- в зоне наличия градиента давления на молекулу действуют первичные силы Бьеркнеса.

При таких предположениях потенциальную энергию молекулы запишем в виде:

$$W_m = l_0 \nabla p \cos \varphi \left( \frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right), \quad (12)$$

где  $l_0$  – расстояние между центрами масс гантели;  $m_1, m_2, v_1, v_2$  – массы и объемы атомов, составляющих гантель;  $\nabla p$  – градиент давления ( $\nabla p = \text{const}$ );  $\varphi$  – угол поворота гантели вокруг оси, проходящей через центр масс и перпендикулярный оси гантели.

Далее, используя процедуру усреднения по фактору Больцмана, аналогичную приведенной в [10], получаем выражение для поляризации.

$$P = \frac{\mu N_0 l_0}{3kT} \left( \frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right) \nabla p \quad (13)$$

Соотношение (13) удовлетворяет определению флексоэлектрического эффекта, т.е. в рамках выбранного подхода ударную поляризацию, формирующуюся в веществе за время прохождения УВ расстояния, равного толщине ее фронта, и ФЭ можно считать одним и тем же физическим явлением. Коэффициент ФЭ равен:

$$\gamma = \frac{\mu N_0 l_0}{3kT\beta} \left( \frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right) \quad (14)$$

Рассчитаем  $\gamma$  для воды и нитробензола. Модельную гантель для воды представим следующим образом:  $m_1=2 m_H, m_2 = m_O, V_1 = 2V_H = \frac{8\pi R_H^3}{3}, V_2 = V_O = \frac{4}{3}\pi R_O^3$ . Вычисления при  $m_1 = 2a.e.m, m_2 = 16a.e.m, R_H = 5,3 \cdot 10^{-11}m$  [22],  $R_O = 6 \cdot 10^{-11}m$  [22],  $\mu = 1,85 \text{ Д}$  [22],  $N_0 = 3,3 \cdot 10^{28}m^{-3}, l_0 = 10^{-10}m, T = 293K$  и  $\beta = 4,5 \cdot 10^{-10}Pa^{-1}$  [23] дают значение  $\gamma = 3,7 \cdot 10^{-12} \text{ Кл} \cdot m^{-1}$ .

В работе [19] для нитробензола предложена модельная гантель со следующими характеристиками:

$m_1= 46 a.e.m, V_1= 14 \cdot 10^{-30}m^3, m_2= 77 a.e.m, V_2= 38 \cdot 10^{-30}m^3, l_0 = 2,1 \cdot 10^{-30}m^3$ . Проведя вычисления с использованием этих данных, а также  $\mu=3,84 \text{ Д}$  [24],  $N_0 = 6 \cdot 10^{27}m^{-3}, T=293K$  и  $\beta=9,7 \cdot 10^{-10}Pa^{-1}$  [23] получим  $\gamma=7,1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл} \cdot m^{-1}$ .

## 2. Сравнение расчетов и экспериментов

В рамках предложенного нами подхода начальную ударную поляризацию и флексоэлектрический эффект принимаем как физически равнозначные понятия, устанавливающие связь ориентационной

поляризации с градиентом давления в полярных жидкостях. Коэффициент флексоэлектрического эффекта обратно пропорционален температуре.

Величина флексоэлектрического коэффициента для рассмотренных полярных жидкостей составляет по порядку величины  $10^{-12}$ - $10^{-11}$  Кл/м. Это на 2-3 порядка величины меньше теоретических оценок для твердого тела [1] и до 8 порядков величины меньше экспериментальных значений  $\gamma$  для сегнетоэлектрических материалов [4]. Отметим, что полученное в [7,8] оценочное значение  $\gamma$  для воды примерно на пять порядков величины больше полученного в настоящей работе.

Проведем тестирование предложенного подхода. Для этого рассчитаем ударную поляризацию воды и нитробензола (формула (13)) и сравним ее с экспериментом [25,26]. Данные для сравнения приведены в таблице 1. Необходимые для расчета величины взяты из работ [19,25,26].

**Таблица 1.** Результаты расчета и эксперимента

Вещество	$P_{ув}$ , ГПа	Ширина фронта УВ, $10^{-10}$ м	Градиент давления, Па·м <sup>-1</sup>	Температура сжатого вещества, К	$P$ , Кл·м <sup>-2</sup>	
					эксперимент	расчет
Вода	1,0	24	$4 \cdot 10^{17}$	395	$3 \cdot 10^{-5}$	$22 \cdot 10^{-5}$
	10,0	50	$2 \cdot 10^{18}$	896	$44 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-5}$
Нитробензол	1,5	100	$1,5 \cdot 10^{17}$	440	$3 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$
	2,0	100	$2 \cdot 10^{17}$	470	$3,51 \cdot 10^{-4}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$
	3,4	100	$3,4 \cdot 10^{17}$	537	$6,85 \cdot 10^{-4}$	$14,1 \cdot 10^{-4}$
	4,2	100	$4,2 \cdot 10^{17}$	594	$8,54 \cdot 10^{-4}$	$15,7 \cdot 10^{-4}$
	5,1	100	$5,1 \cdot 10^{17}$	659	$8,98 \cdot 10^{-4}$	$17,2 \cdot 10^{-4}$
	7,3	100	$7,3 \cdot 10^{17}$	817	$10,9 \cdot 10^{-4}$	$19,8 \cdot 10^{-4}$
	9,2	100	$9,2 \cdot 10^{17}$	953	$15,1 \cdot 10^{-4}$	$21,5 \cdot 10^{-4}$
	11,3	100	$11,3 \cdot 10^{17}$	1060	$16,2 \cdot 10^{-4}$	$23 \cdot 10^{-4}$

Из таблицы следует, что наибольшее различие (в  $\sim 7$  раз) имеет место для воды при давлении во фронте УВ 1 ГПа. В остальных случаях различие не превышает 3 раз, причем с увеличением давления оно становится меньше: 1,14 для воды при 10 ГПа и 1,41 для нитробензола при 11,3 ГПа. Отметим, что расчетные значения поляризации во всех случаях больше экспериментальных.

Результаты тестирования показывают, что несмотря на определенные трудности при расчете  $\gamma$ , связанные с определением ширины фронта УВ (оценкой градиента давления) и характеристик модельной гантели для достаточно сложных молекул (определение объемов, входящих в выражение для силы Бьеркнеса) предложенный подход можно использовать для оценки поляризации в неоднородных полях давления.

## Заключение

В модели жесткой осесимметричной гантели для молекулы полярной жидкости, на которую в неоднородном поле давления действуют силы типа первичной силы Бьеркнеса, нами получено аналитическое выражение для коэффициента флексоэлектрического эффекта (14). Величина коэффициента прямо пропорциональна дипольному моменту молекулы, плотности диполей, комбинации параметров гантели и обратно пропорциональна температуре. Значение коэффициента для воды составило  $3,7 \cdot 10^{-12}$  Кл·м<sup>-1</sup>, для нитробензола -  $8 \cdot 10^{-12}$  Кл·м<sup>-1</sup>, что на 2-3 порядка величины меньше теоретических оценок для твердого тела [1] и до 8 порядков величины меньше экспериментальных значений для сегнетоэлектрических материалов в параэлектрической фазе [4].

Результаты тестирования предложенного подхода на экспериментальных данных по исследованию ударной поляризации воды и нитробензола показали, что он может быть использован для описания поляризации полярных жидкостей в неоднородных полях давления, в том числе, для расчетов ударной поляризации.

**Список литературы**

- 1 Таганцев А.К. Пиро, пьезо, флексоэлектрический эффекты в ионных кристаллах. УФН. 1987.Т.153.Вып.3.С.423-448.
- 2 Ma W., Cross L.E. Observation of the flexoelectric effect in relaxor PI ( $Mg_{1/3}Nb_{2/3}$ )O<sub>3</sub> ceramics. Appl. Phys. Lett.2001.V.78.N.19.P.2920-2921.
- 3 Ma W., Cross L.E. Large flexoelectric polarization in ceramic lead magnesium niobate. Appl. Phys. Lett. 2001. V.79.N26.P.4420-4422.
- 4 Ma W., Cross L.E. Flexoelectric polarization of barium strontium titanate in the paraelectric state. Appl. Phys. Lett.2002.V.81.N.18.P.3440-3442.
- 5 Cross L.E. Flexoelectric effect: charge separation in insulating solids subjected to elastic strain. J. of Material Science.2006. V.41. P.53-63/
- 6 Zubko P., Gatalan G., Buckley A., Welche P.R.L., Scott J.F. Strain – gradient – induced polarization in SrTiO<sub>3</sub> single crystal. Phys. Rev. Lett.2007.V.99.16761.
- 7 Garcia N., Levanyuk A.P., Osipov V.V. Scenario of the electric breakdown and UV radiation spectra at single bubble sonoluminescence // Pis'ma v ZhETF. 1999. V. 70. № 7. P. 428–433.
- 8 Garsia N., Levanyuk A.P., Osipov V.V. Nature of sonoluminescence: noble gas radiation excited by hot electrons in cold water // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. №2. P. 2168–2176.
- 9 Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J.,Weninger K.R. Defining the unknowns of sonoluminescence // Phys. Rep. 1997. V. 281. № 2. P. 65–143.
- 10 Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Физматлит.1963
- 11 Skryl Yu., Belak A.A., Kuklya M.M. Shock – induced polarization in distilled water. Phys. Rev. B. 2007. V.76. 064107.
- 12 Eichelberger R.J., Hauver G.E. Solid state transducers for recording of intense pressure pulses. Les Ondes de Detonation. Ed. Du Center National de la Recherche Scientifique. France – Paris. 1962. P. 363-376.
- 13 Электрические явления в ударных волнах. Под редакцией В.А.Борисенка, С.С.Набитова и Е.З.Новицкого.Саров.РФЯЦ-ВНИИЭФ.2005.
- 14 Иванов А.Г., Новицкий Е.З. Задача о двойном слое в ударно-сжатых диэлектриках. ПМТФ. 1966.. №5. С.104-107.
- 15 Allison F.E. Shock – induced polarization in plastics. J. Appl. Phys. 1968. V.36. №7. P. 2111-2113.
- 16 Зельдович Я.Б. ЭДС, возникающая при распространении ударной волны по диэлектрику. ЖЭТФ. 1967. Т.53. Вып 1(7). P. 237-243.
- 17 Иванов А.Г., Лисицын Ю.В., Новицкий Е.З. ЖЭТФ. 1968. Т.54. Вып.1, С.285-291.
- 18 Зайдель Р.М. Определение режима электрической релаксации при ударном нагружении. ЖЭТФ. 1968.Т.54.С.1253-1258.
- 19 Еникеев Ф.У., Кубарев С.И., Пономарев О.А. Ориентационная модель ударной поляризации в конденсированной фазе. ФГВ. 1987.Т.23.С.68-75.
- 20 Brenner V.P., Hilgenfeld S., Lohse D. Single-bubble sonoluminescence // Rev. Mod. Phys.2002. V. 74. N 2. P. 425-484.
- 21 Lauterborn W, Kurz T. Physics of bubble oscilation // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. P.106501.
- 22 Зацепина Г.Н. Свойства и структура воды. М.: Издательство МГУ.1974
- 23 Физические величины. Справочник. Под редакцией И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова. М.: Энергоиздат. 1991.
- 24 Осипов О.А., Минкин В.И., Гарновский А.Д. Справочник по дипольным моментам. М.: Высшая школа. 1971.

- 25 Harris P., Presles H-N. The shock induced electrical polarization of water. J. Chem. Phys. 1982. V.77. №10. P.5157-5164.
- 26 Якушев В.В., Дремин А.Н., Набатов С.С., Шунин В.М. Физические свойства и превращения нитробензола при динамических давлениях до 30 ГПа. ФГВ. 1979. Т15. N12. С.132-139.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, ИЗГОТОВЛЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ (3D ПРИНТЕР), МЕТОДОМ СОСТАВНЫХ СТЕРЖНЕЙ ГОПКИНСОНА

*А.Ю. Гармашев, С.М. Долгих, Е.Б. Смирнов, Е.А. Петухов, А.И. Клёнов,  
К.С. Сидоров, М.А. Шестириков, Д.Т. Юсупов, З.И. Завьялов, А.А. Борцов*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Исследование физических и механических свойств материалов, подвергаемых воздействию интенсивных динамических нагрузок и высокоскоростной деформации, представляет собой большой научный и практический интерес в связи с развитием ряда областей новой техники, а также в связи с разработкой и внедрением в промышленность новых перспективных технологических приемов обработки материалов.

В настоящее время одним из наиболее динамично развивающихся направлений «цифрового» производства являются аддитивные технологии. Аддитивные технологии (часто именуемые 3D-технологиями) обобщенное название технологий, предполагают изготовление (построение) физического объекта (детали) методом послойного нанесения (добавления, англ. – «add») материала по данным цифровой модели (или САД-модели), в отличие от традиционных методов формирования детали за счет удаления материала из массива заготовки [1].

В практике динамических испытаний механических свойств конструкционных материалов наибольшее распространение получили такие методы и установки, как кулачковые пластометры, копровые испытания, метод динамической осадки, задача кольца с помощью электромагнитного поля или взрыва. Значительный прогресс в области динамических испытаний был достигнут в последние десятилетия благодаря методу Кольского с использованием составного стержня Гопкинсона.

Эта методика позволяет проводить испытания широкого круга материалов, исследовать динамические диаграммы сжатия и растяжения в диапазоне скоростей деформации  $\dot{\epsilon} = 10^2 - 10^4 \text{ с}^{-1}$  [2].

Система для исследований состоит из двух длинных мерных стержней (нагружающего и опорного) с достаточно высоким пределом текучести и тонкого образца в виде таблетки, расположенного между их торцами. В нагружающем стержне возбуждается упругий импульс сжатия определенной амплитуды и длительности. При подходе к образцу этот импульс, ввиду разности акустических жесткостей материалов стержня и образца, разделяется: часть импульса отражается от границы обратно в нагружающий стержень, а другая часть проходит через образец в опорный стержень. Деформации стержней измеряются тензодатчиками, наклеенными на нагружающий и опорный мерные стержни.

Схема установки приведена на рисунке 1.