

- 7 Boriskov G.V., Bykov A. I., Egorov N. I. et al. // Contrib. Plasma Phys. 51, No.4, 339-348 (2011); Egorov N. I., Boriskov G.V., Bykov A. I., et al. // Contrib. Plasma Phys. 51, No.4, 333-338 (2011).
- 8 Bykov A., Boriskov G., Dolotenko M. et al. "Isentropic Compression of Argon and Krypton Using MC-1 Flux Compression Generator". In: Megagauss Magnetic Field Generation, Its Application to Science and Ultra-High Pulsed-Power Technology. Proc. of the VIII-th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Tallahassee, Florida, USA, 18-23 October 1998. / Ed. by Hans J. Schneider-Muntau, World Scientific, 2004, p. 237.
- 9 Павловский А.И. и др. ДАН СССР 160 68 (1965).
- 10 Kuropatkin Y. P. et al. Characteristics of the installation for flash radiography based on the uncored betatron BIM – M. In: 11th IEEE Pulsed Power Conference // Digest of technical papers / Eds. G. Cooperstein and I. Vitkovitsky. Piscataway NJ USA, IEEE, 1998. P. 1663-1668.
- 11 Boriskov G.V., Timareva V.I., Panov A.I., Sokolov S.S. "Simulation of Isentropic Compression Process in a Device Based on Magneto-Cumulative Generator". In: "Megagauss-XI". Proc. of the Eleventh Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. London, 10-14 September 2006 /Ed. by Ivor Smith and Bucur Novac, London, UK, 2007, p. 219. [These proceedings were printed at the VNIIEF, Sarov, Russia.]
- 12 Борисков Г.В., Быков А.И., Егоров Н.И., и др. Результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию вещества с большим атомным номером. // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Мощная импульсная электрофизика. XVII Харитоновские чтения. Саров, 23-27 марта. — 2015. — С. 201-212.
- 13 Альтшулер Л.В., Брусникин С. Е., Кузьменков Е. А. Изотермы и функции Грюнейзена 25 металлов // ЖПМТФ. 1987. № 1. С. 134-146.

МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ. ПЛАВЛЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

В работах автора был развит новый подход к описанию фазового превращения, как в инертных материалах, так и применительно к описанию детонации как процесса ФП [1,2]. Отличительной особенностью этого подхода являются такие детали:

- На основании известных экспериментальных данных для зависимостей на ударной волне $D(U)$, $P(U)$, которые получены с помощью классической методики «Отражения», строятся зависимости волновой скорости вещества от волновой скорости ударной волны в экране, и определяется область существования экспериментальных точек, которые можно отнести к области появления второго фазового состояния.

Эти точки на самом деле определяют координаты метастабильного состояния первой фазы вещества. Для получения из этих данных координат точек вещества в состоянии второй фазы координаты метастабильных точек первой фазы пересчитываются с помощью метода «Нескольких виртуальных экранов» [3]. Новые правила представляют собой законы сохранения, которые содержат начальные координаты точки старта ударной адиабаты второй фазы. И потому вид уравнений, определяющих законы сохранения (ударная адиабата и прямая Михельсона-Релея) отличается от вида аналогичных зависимостей, которые имеют точку старта в начале координат для первой фазы.

- Ударная адиабата второго фазового состояния и модифицированная прямая Михельсона-Релея стартуют из новой точки в плоскости давление P_{sw} , удельный объём V_{sw} , массовая

скорость U_{esw} , координаты которых определяются физическими параметрами при минимальной волновой скорости ударной волны начала ФП - D_f . Используя новые полученные экспериментальные координаты для чисто второй фазы вещества, находятся константы уравнения состояния вещества в чисто второй фазе. Часто удобно выбирать в этом случае представление Ми-Грюнайзена.

- Из закона сохранения потока энергии от момента начала до момента завершения фазового превращения при минимальной волновой скорости D_f , необходимой для начала процесса фазового превращения, находится энергетический сдвиг между начальными энергетическими уровнями для уравнений состояний первой и второй фаз вещества – параметр $q\theta$.
- В полной системе уравнений, описывающих газодинамическое течение вещества с учётом фазового превращения в нём, в импульсном и в энергетическом уравнениях применяется тензор напряжений в виде $P_Q = P - T \cdot d\sigma/dv$, который явно учитывает калорийность фазового превращения $dQ = T \cdot d\sigma$ и влияние этой калорийности на газодинамическое движение вещества. Величина этой калорийности не есть заранее заданная константа, но она вычисляется сама по ходу эволюции фазового превращения и будет разной величиной в различных обстоятельствах течения среды.
- В новой модели ФП используются линии равновесного (или неравновесного) ФП, положение которых в плоскостях физических величин зависит от внесённой на ударном скачке энтропии.
- В этом подходе по завершению фазового превращения реализуется "повторный" ударный скачок – "ударная" волна разрежения или сжатия. Этими деталями наше описание ФП отличается от традиционного подхода [4-9], в том числе и от современного изложения ФП, например, из работ [10-13].

То, что в традиционном описании ФП присутствуют определённые трудности, достаточно чётко изложено в работе [9]:

"Вследствие термодинамической неравновесности, характерной для полиморфных превращений в ударных волнах, общие термодинамические соотношения для фазовых переходов (равенство химических потенциалов в области сосуществования фаз, уравнение Клайперона-Клаузиуса) применительно к процессам в ударных волнах во многих случаях полезны лишь как приближённые ориентиры. Отсутствие общей количественной теории фазовых переходов отчасти компенсируется полуэмпирическими подходами к отдельным вопросам фазовых переходов в конкретных веществах".

Предполагается, что новый подход к описанию эволюции при фазовых переходах позволит в какой-то мере решить указанную выше проблему.

1 Модель плавления вещества на основе нового подхода к фазовым превращениям на ударных волнах

Первый шаг при применении метода "*Несколько виртуальных экранов*" заключается в определении минимальной волновой скорости D_f , выше которой идёт плавление вещества за ударным фронтом. Фактически это утверждение означает, что на зависимости $D(U)$ надо указать точку, при которой начинается ФП в виде плавления за ударным скачком.

Сам факт возникновения процесса плавления *определяется* условием, что при некотором давлении P_{bsw} происходит выравнивание упругой (продольной) скорости звука C_L и объёмной скорости звука C_B [14]:

$$C_L(P_{bsw}) = C_B(P_{bsw}) \quad (1)$$

Из экспериментальной зависимости $D(U)$ для рассматриваемого материала, используя известное соотношение на прямой Михельсона-Релея для первой (твёрдой) фазы найдём массовую скорость U_{bsw} за ударным скачком при таком давлении: $P_{bsw} = \rho_0^{(H)} \cdot U_{bsw} \cdot D(U_{bsw})$ (2)

Далее все остальные параметры: $D_F = D(U_{bsw}), v_{bsw} = v_0^{(H)} \cdot (1 - U_{bsw}/D_F)$ (3)

Здесь индекс "H" – hard, твёрдый. Индекс "L" - liquid, жидкий.

Обладая набором параметров $\{P_{bsw}, U_{bsw}, v_{bsw}, D_F\}$ и, применяя методику "Несколько виртуальных экранов", найдём точку начала ударной адиабаты жидкой фазы вещества $\{P_{esw}, U_{esw}, v_{esw}, D_F\}$ и пересчитаем точки на $D(U)$ и $P(U)$ в зависимостях при $D > D_F$ в экспериментальные точки второй (жидкой фазы). По новым экспериментальным данным для точек жидкой фазы построим уравнение состояния жидкой фазы $\varepsilon^{(L)}(P, v^{(L)})$, нужного материала и энергетический сдвиг q_0 на шкале энергии: $q_0 \equiv \varepsilon^{(L)}(P_0, v_0^{(L)}) - \varepsilon^{(H)}(P_0, v_0^{(H)})$ (4)

В литературе [15,16] построение уравнения состояния жидкой фазы $\varepsilon^{(L)}(P, v^{(L)})$, представляет наиболее сложную задачу. Так в работе [15] говорится, что "построение уравнения состояния жидкости в сильной степени затруднено тем, что из-за сложности теплового движения атомов в ней невозможно создать адекватную модель, которая была бы такой же наглядной, как для кристалла или идеального газа". И далее:

"Для количественных расчётов, в частности, ударных адиабат в области жидкой фазы...наиболее удобным является аналитическое уравнение состояния, форма которого выбрана из физических соображений, а численные значения параметров взяты из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Форма уравнения состояния жидкой фазы и метод определения его параметров были предложены в [16]".

2 Плавление бериллия на основе нового подхода к фазовым превращениям на ударных волнах

В работе [17] приведена диаграмма измерений на Z - машине продольной C_L и объёмной C_V скоростей звука в бериллии:

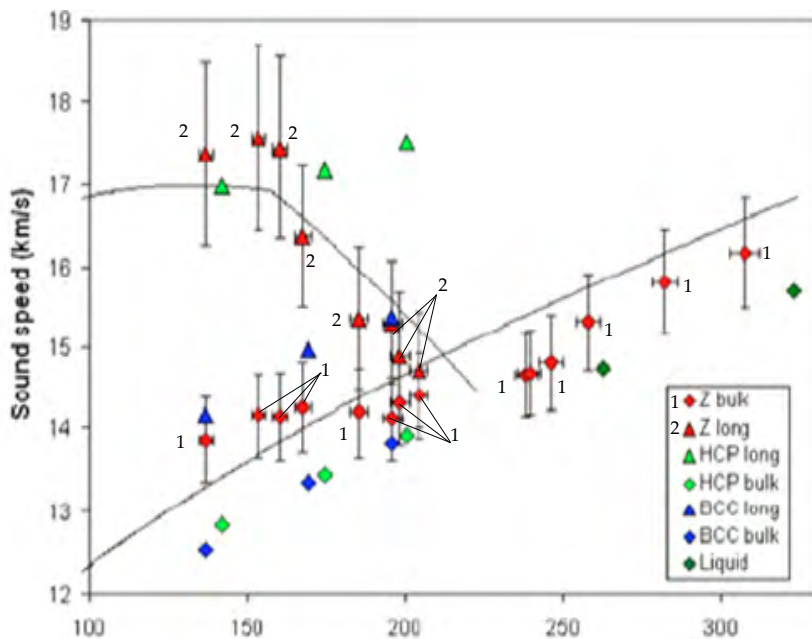


Рисунок 1. Скорости звука в бериллии – продольная и объёмная

Из рисунка 1 видно, что точка пересечения линии тренда для продольной скорости звука C_L (красные треугольники 2) и линии тренда для объёмной скорости звука C_V (красные точки 1) реализуется при давлении $P_{bsw} \sim 205$ ГПа.

На рисунках 2 и 3 показаны новые экспериментальные точки для построения уравнения состояния жидкой фазы бериллия.

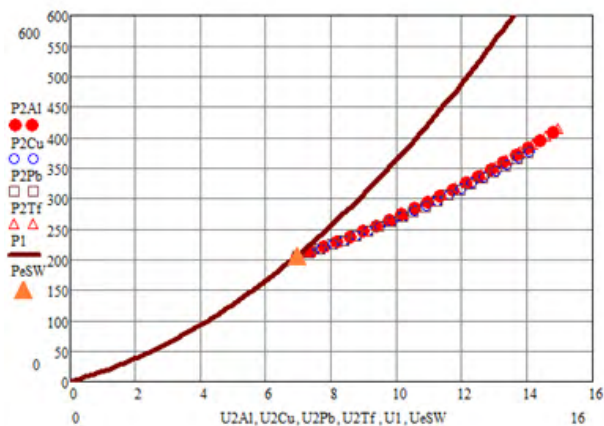


Рисунок 2. Точки зависимости давления P в ГПа от массовой скорости U в км/с. Сплошная кривая – зависимость $P(U)$ – точки твёрдой фазы, точки: круги, квадраты и треугольники – точки жидкой фазы, полученные пересчётом координат метастабильных точек на сплошной кривой твёрдой фазы

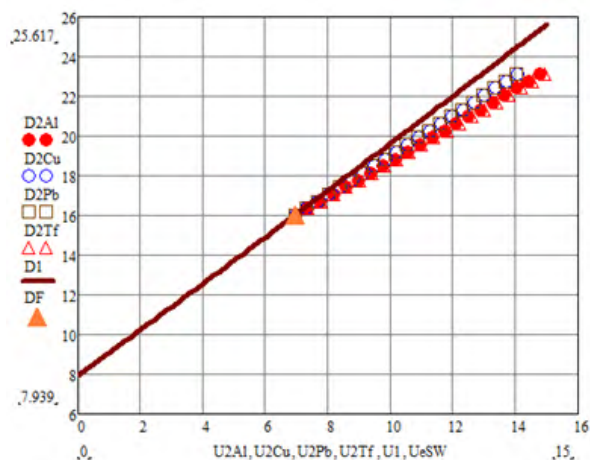


Рисунок 3. Точки зависимости волновой скорости D от массовой скорости U в км/с. Сплошная линия – зависимость $D(U)$ – точки твёрдой фазы, точки: круги, квадраты и треугольники – точки жидкой фазы, полученные пересчётом координат метастабильных точек на сплошной линии твёрдой фазы

Новые *экспериментальные данные* – координаты точек для жидкой фазы могут теперь послужить для определения параметров уравнения состояния жидкой фазы бериллия в приближении Ми-Грюнайзена (таблица 1).

Таблица 1. Параметры твёрдой и жидкой фазы бериллия

Твёрдая ф.	ρ , г/см ³	C_0 , км/с	n	$(G\rho)$, г/см ³	C_v , КДж/г·°К	q_0 , КДж/г
Величины	1.85	7.939	3.275	1.215	$2.48 \cdot 10^{-3}$	0
Жидкая ф.	ρ , г/см ³	C_0 , км/с	n	$(G\rho)$, г/см ³	C_v , КДж/г·°К	q_0 , КДж/г
Величины	1.82	8.25	1.09	3.3	$2.48 \cdot 10^{-3}$	-9.817467

Ниже приведены зависимости температуры $T(P)$ и фазовые плотности от давления $\rho^{(1,2)}(P)$ (рисунки 4 и 5), а на рисунках 6-9 приведены расчётные зависимости для физических параметров в зависимости от массовой доли второй фазы

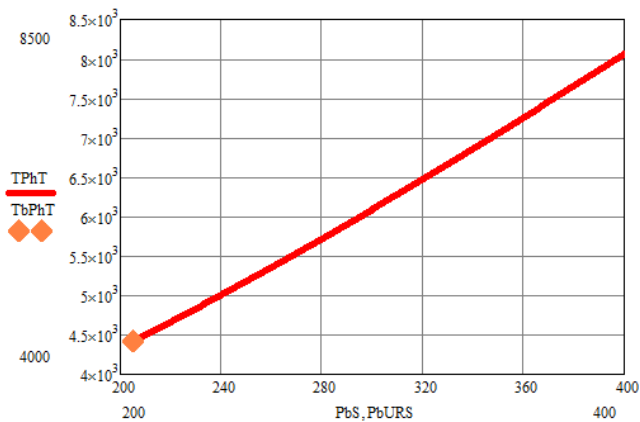


Рисунок 4. Расчётная фазовая диаграмма плавления – зависимость температуры в $^{\circ}\text{K}$ начала плавления от давления в ГПа. Минимальные величины: $T_{b\text{sw}} = 4421$ $^{\circ}\text{K}$. $P_{b\text{sw}} = 204.8$ ГПа

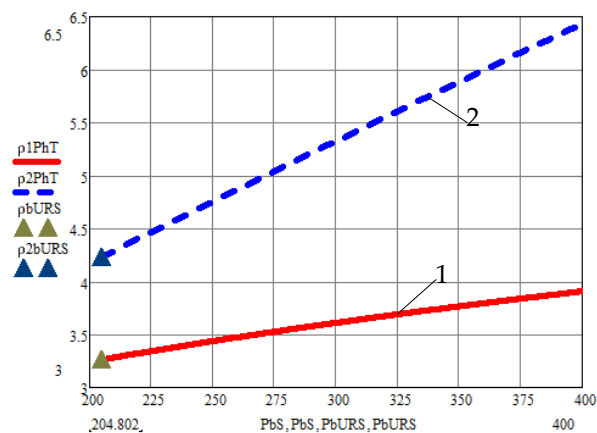


Рисунок 5. Расчётная зависимость плотностей твёрдой (линия 1) и жидкой (линия 2) фаз в $\text{г}/\text{см}^3$ в начале плавления от давления в ГПа

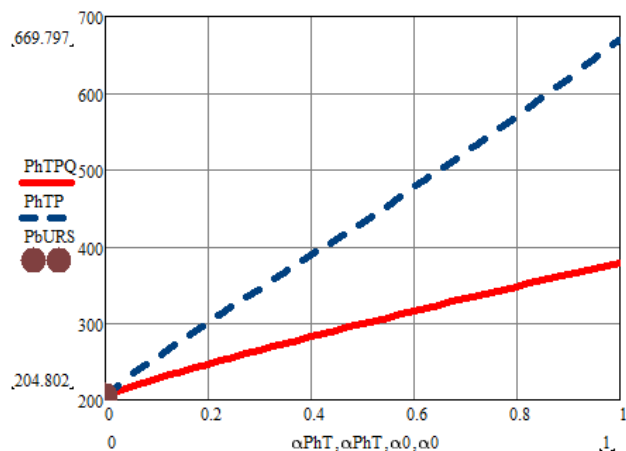


Рисунок 6. Зависимость давления P (без учёта калорийности ФП) –пунктир и тензора давления P_Q (с учётом калорийности плавления) – сплошная линия, в ГПа, от α

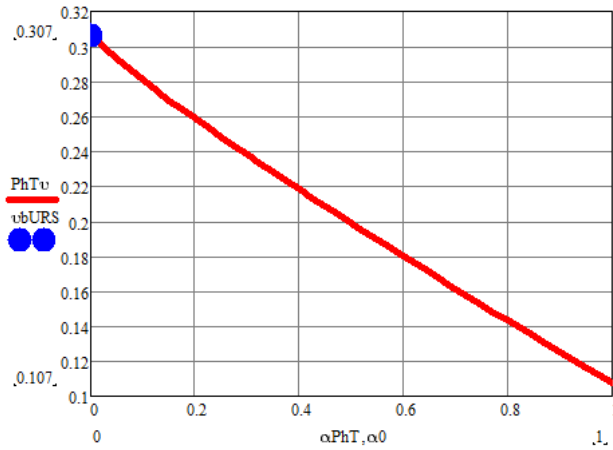


Рисунок 7. Зависимость удельного объёма ГФТ в $\text{см}^3/\text{г}$ от массовой доли жидкой фазы α

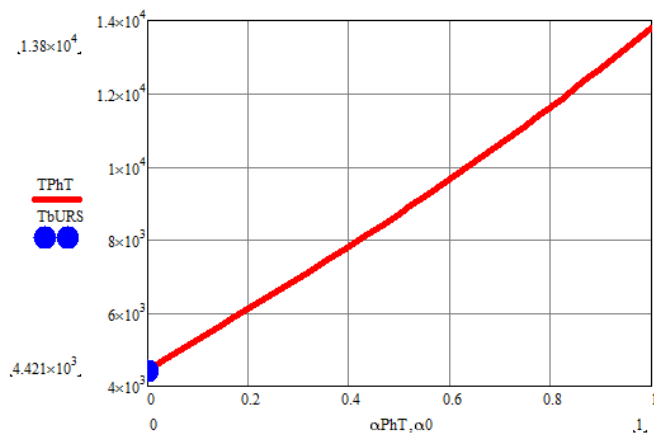


Рисунок 8. Зависимость температуры в $^{\circ}\text{K}$ от α

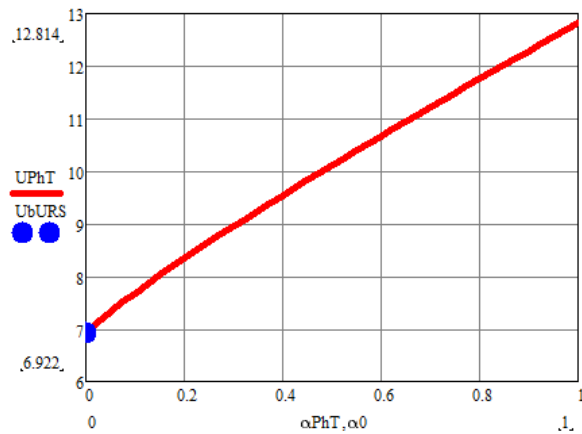


Рисунок 9. Зависимость массовой скорости U в $\text{км}/\text{с}$ от α

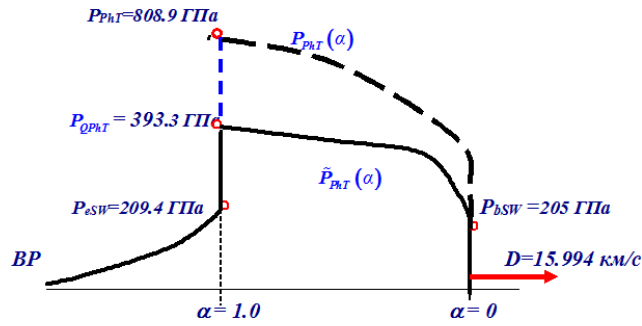


Рисунок 10. Вид ударного импульса в Be с процессом плавления за ударным скачком на шкале массовой доли жидкой фазы. Пунктир – вид импульса без учёта калорийности ФП

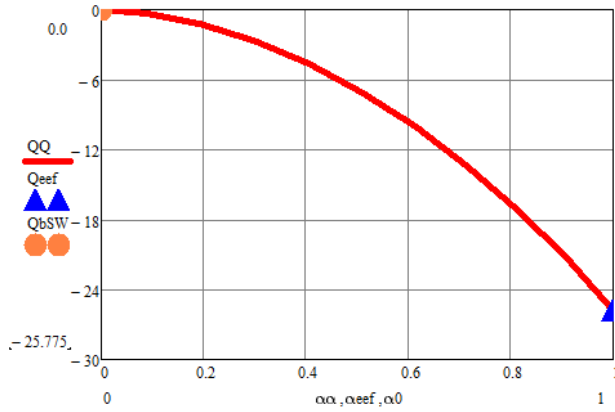


Рисунок 11. Калорийность за ударным скачком плавления в Be в КДж/г в зависимости от массовой доли жидкой фазы α

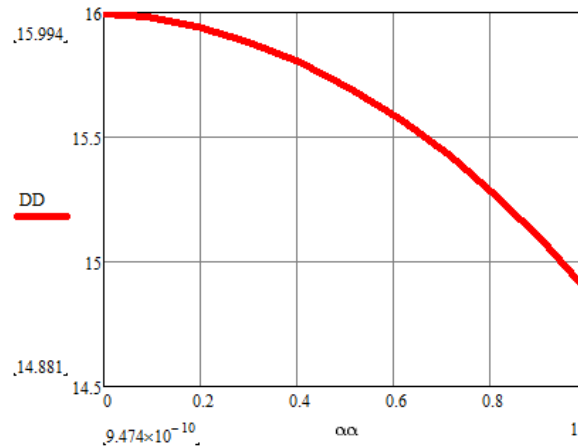


Рисунок 12. Снижение волновой скорости ударной волны при плавлении в Be в зависимости от массовой доли жидкой фазы

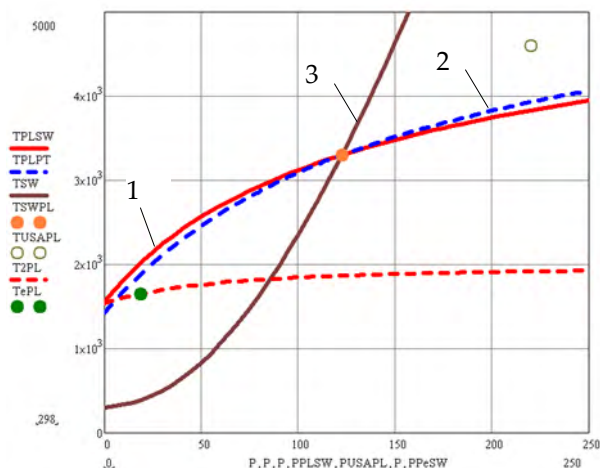


Рисунок 13. Сравнение температуры плавления бериллия на ударной волне (сплошная линия 1) и при изобарическом нагреве (пунктир 2) по модели Линдемана

На рисунке 12 видно, как ударная волна с давлением на ударном скачке $P = 205$ ГПа и волновой скоростью $D = 16$ км/с теряет энергию на плавление Be. Этот процесс приводит к снижению волновой скорости по закону:

$$D(\alpha) = \sqrt{D_0^2 + \frac{4}{3} \cdot Q(\alpha)} \quad (5)$$

На рисунке 13 кривая 3 – температура на ударной адиабате первой фазы бериллия. Пересечение этой ударной адиабаты и кривых плавления (по обоим расчётам по Линдемани) даёт точку начала плавления для первой фазы бериллия: $P_{PLSW} = 122.445$ ГПа, $T_{PLSW} = 3301$ ОК. Из рисунка видно, что точке плавления бериллия по американскому расчёту [17] отвечают величины $P_{USAPL} = 220$ ГПа, $T_{USAPL} = 4600$ ОК - не закрашенный круг. По расчёту плавления Be по новой модели получили (рисунок 4) параметры: $P_{bSW} = 204.8$ ГПа и $T_{bSW} = 4421$ ОК.

Список литературы

- 1 Кузьмицкий И.В., М.В. Жерноклетов, В.В. Комиссаров. Новый подход к построению уравнения состояния вещества с фазовым переходом на фронте ударной волны. Уравнение состояния фенилона//Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 103-113//Combation, Explosion, and Shock Waves. 2012. Vol. 48, № 4. PP. 465-474.
- 2 Кузьмицкий И.В. Подвижная точка Жуге в классической теории детонации. Детонация как фазовый переход. Монография. Саров. 2018. 317 с.
- 3 И.В. Кузьмицкий. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов. Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2015. С. 212-234.
- 4 Альтшулер Л.Б. Применение ударных волн в физике высоких давлений//УФН. 1965. Т. 85, вып. 2. С. 197-257.
- 5 Duvall G.E. and Horie Y. Shock induced Phase Transitions// IV Symp. On Det. 1966. PP. 248-257.
- 6 Duvall G.E., R.A. Graham. Phase transitions under shock-wave loading//Reviews of Modern Physics. 1977. Vol. 49. № 3. pp. 523-579.
- 7 Ахмадеев Н.Х., Нигматулин Р.И. Ударные волны и фазовые превращения в железе//ПМТФ. 1976. №5. С. 128-135.
- 8 Фунтиков А.И., Павловский М.Н. Ударное сжатие твёрдых тел и полиморфные превращения// Сб. "Ударные волны и экстремальные состояния вещества", под ред. акад. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. М.: Наука, 2000. С. 174-198.

- 9 Кузнецов Н.М. Некоторые вопросы фазовых превращений в ударных волнах// Сб. "Ударные волны и экстремальные состояния вещества", под ред. акад. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. М.: Наука, 2000. С. 174-198.
- 10 F.L. Addessio, D.B. Hayes et al. "Modeling Phase Transformations in Solids"/Theoretical Division. Special Feature 2004. Supplement to Theoretical Division's. Self-Assessment. LA-UR-04-2143. T-3. Fluid Dynamics. 2004. pp. 4-5.
- 11 G.A. Cox, C.M. Robinson. Empirical Multi-Phase EOS Modelling Issues//Sock Compression of Condensed Matter-2009. USA. 2009. pp. 1195-1200.
- 12 V.M. Yelkin, E.A. Kozlov, E.V. Kakshina, and Yu.S. Moreva. Two-Phase Equation of State for Cerium and Features of its Dynamic Compression//Sock Compression of Condensed Matter-2005. Baltimore, Maryland, USA. 2005. pp. 77-80.
- 13 F.J. Cherne, B.J. Jensen and V.M. Elkin. Implementation of Complex Multi-Phase Equation of State for Cerium and its Correlation with Experiment// Sock Compression of Condensed Matter-2009. Nashville, Tennessee, USA. 2009. pp. 1161-1164.
- 14 Б.Л. Глушак/"Начала физики взрыва". Саров. 2011. 307 с.
- 15 "Ударные волны и экстремальные состояния вещества". Под редакцией акад. В.Е.Фортова, Л.В.Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова. Гл. 5, раздел 5.1.5: Урлин Д.В. "Уравнения состояния твёрдой и жидкой фаз", с. 268.
- 16 Урлин Д.В.// ЖЭТФ. 1965. Т. 49. №2. С. 485-493.
- 17 M. D. Knudson. Megaamps, Megagauss, and Megabars: Using the Sandia Z-MACHINE to Perform Extreme Material Dynamics Experiments//International Conference "Shock Compression of Condensed Matter". 2011. AIP Conf. Proc. 1426, 35-42 (2012). Sandia National Laboratories, Albuquerque NM 87123.

ФАЗОВОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ПРИ БЕЗУДАРНОМ СЖАТИИ ЖЕЛЕЗА. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ЗАРУБЕЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ 2016 г.

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

В работе изложены результаты расчётов недавних экспериментов французских и японских авторов [1] по безударному сжатию при лазерном нагреве железа (iron) с целью исследования кинетики превращения при скоростях деформации от $3.0 \cdot 10^7$ до $9.0 \cdot 10^7$ с⁻¹. Ранее в [2] была описана новая модель фазового превращения вещества при безударном сжатии (изотермическое или адиабатическое сжатие) и изобарическом нагреве, основанная на модели фазового превращения вещества за фронтом ударной волны [3,4]. Ниже предполагается, что темп кинетики фазового превращения в железе заметно выше, чем темп его безударного нагружения. Поэтому процесс фазового превращения можно рассматривать как медленный квазистационарный процесс, к которому можно применить методику расчёта, разработанную в работах [3,4]. Если безударный темп нагружения вещества будет одного порядка или даже превышать темп кинетики фазового превращения железа, то расчёты должны проводиться с кинетикой такого превращения и по программе с нестационарным газодинамическим движением. В настоящее время численная методика новой модели фазового превращения ещё не введена в наши газодинамические комплексы. Поэтому в этой работе был проведён анализ результатов из работы [1] лишь для эксперимента с минимальным темпом нагружения железа при интенсивности нагрева лазером $3.7 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и средней скоростью деформации $3.2 \cdot 10^7$ с⁻¹. Для этого эксперимента можно было бы