04

Оптическое исследование ударного пыления поверхности металлов

© М.И. Кулиш, С.В. Дудин, В.Б. Минцев

Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН,
Черноголовка, Московская обл., Россия
e-mail: kulishm@ficp.ac.ru

Поступило в Редакцию 4 марта 2026 г.
В окончательной редакции 22 июня 2026 г.
Принято к публикации 2 июля 2026 г.

Разработана методика оптической регистрации потока микрочастиц, возникающего при выходе ударной волны на свободную поверхность металлической мишени. Представлены результаты апробации метода во взрывном эксперименте по определению кинетических и теплофизических параметров потока. Регистрация излучения осуществлялась с помощью полихроматического пирометра с временным разрешением ~ 10 ns. Измерялись яркостная и цветовая температуры частиц в сплошном спектре. Исследована динамика движения высокоскоростного потока в вакууме и его взаимодействие с прозрачной преградой, на основе которого определена характерная скорость частиц. Предложена оригинальная конструкция детектора микрочастиц на основе прозрачного конденсированного вещества с тонким непрозрачным покрытием.

Ключевые слова: ударные волны, эжекция микрочастиц, свободная поверхность, оптическая пирометрия, яркостная температура.

DOI: 10.61011/JTF.2027.01.64178.64-26

Введение

Обзор теоретических и экспериментальных исследований эжекции частиц, возникающей при выходе ударной волны на свободную поверхность, представлен в работе [1]. Хотя само явление было открыто в ВНИИЭФ еще в 1950-х годах [2], в то время полученные результаты не публиковались. Вывод о формировании потока частиц был сделан на основании данных импульсной рентгенографии и фотохронографии. В последнем случае перед фронтом ударной волны фиксировалось опережающее слабое свечение, интерпретируемое как свечение облака микрочастиц. По-видимому, работа [3] является первой публикацией, в которой описана оптическая регистрация этого явления. В ранней работе [4] изучалось ускорение фольг потоком микрочастиц. Начиная с 70-х годов исследования эжектированных частиц проводились с применением радиографии, пьезоэлектрических датчиков, щелевых камер, голографии и оптической микроскопии; размеры частиц определялись по рассеянию Ми, а процессы их выброса моделировались методами молекулярной динамики и гидродинамики [1,5]. В работе [6] изучены спектры излучения частиц и сопутствующей плазмы при выходе ударной волны на поверхность медной мишени. Согласно результатам моделирования [7,8], максимум распределения эжектированных частиц по размерам приходится на одноатомные частицы, которые образуют плазму низкой плотности с характерным линейчатым спектром. Данные по температуре при разлете частиц в вакууме и газе, полученные методом многоканальной оптической пирометрии, представлены в работе [9].

В настоящей работе описан способ генерации потока микрочастиц и метод их оптической регистрации при движении в форвакууме и взаимодействии с прозрачными преградами. Особое внимание уделено непрерывному спектру излучения, характерному для кластеров и частиц с числом атомов > 10 [10]. Проведены измерения яркостной температуры и интенсивности свечения частиц при ударе о преграду, а также определены их характерные скорости.

1. Методика эксперимента

Применялась экспериментальная сборка, в которой ударная волна в мишени создается взрывным генератором. Схема сборки показана на рис. 1. Параметры взрывного генератора близки к параметрам генератора, описанного в работе [6]. В объеме сборки поддерживался форвакуум при давлении газа $(30-50)$ Pa.

Работает сборка следующим образом. Продукты детонации взрывного генератора разгоняют стальной ударник толщиной 1 mm (не показан на рис. 1). Ударник взаимодействует с медной мишенью *1* (рис. 1) толщиной 1 mm. Мишень, закрепленная в кольце *3*, является дном вакуумной камеры. Скорость поверхности медной мишени при разгрузке в вакуум ≈ 5 km/s. Вакуумная камера ограничена стальным стаканом *4* и вставкой *5*, в которую вклеивается стеклянное окно *2*. Для определения момента выхода ударной волны на поверхность мишени применялся электроконтактный датчик *8*. Регистрация интенсивности излучения производится с помощью световода *7* с полем зрения, ограниченным диафрагмой *9*. Поле зрения световода на мишени составляет диаметр ≈ 5 mm. В показанной геометрии внутрен-

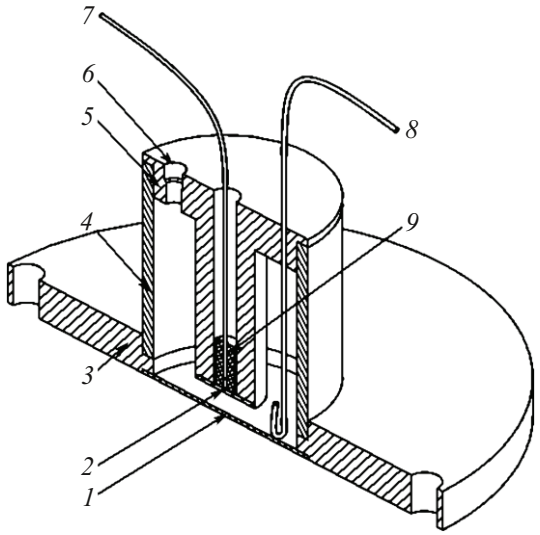


Рис. 1. Экспериментальная сборка в разрезе: *1* — медная мишень; *2* — стеклянное окно; *3* — стальное кольцо; *4* — стальной стакан с внутренним диметром 39 mm; *5* — дюралевая вставка; *6* — отверстие для откачки; *7* — кварцевый световод к пирометру; *8* — электроконтакт в виде медной проволоки в лаковой изоляции; *9* — диафрагма-ограничитель поля зрения световода. Направление движения мишени и потока частиц: снизу-вверх.

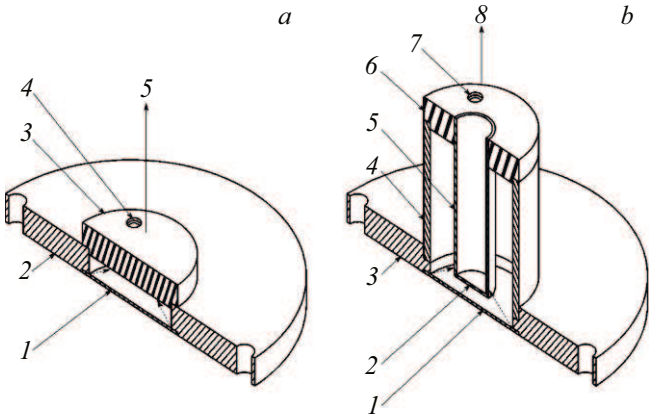


Рис. 2. Экспериментальные сборки для регистрации фотохронограмм щелевой камерой: *a* — *1* — мишень; *2* — стальное кольцо; *3* — окно из плексигласа с отверстием *4* для откачки; *5* — направление движения ударной волны. *b* — *1* — мишень; *2* — стеклянное окно; *3* — стальное кольцо; *4* — стальной корпус; *5* — трубка; *6* — окно из плексигласа в виде кольца с отверстием *7* для откачки; *8* — направление движения ударной волны. Пунктирные стрелки условно показывают движение боковых струй.

него объема сборки, струи, возникающие по периметру мишени при взаимодействии мишени *1* со стальным кольцом *3*, в основном расширяются в свободный объем сборки и не попадают на оптическое окно *2*. Это было проверено в отдельных экспериментах с использованием сверхскоростного фоторегистратора СФР-1 в режиме щелевой развертки. Экспериментальные сборки для экспериментов с СФР-1 показаны на рис. 2.

По периметру мишени, изображенной на рис. 2, *a*, наблюдаются струи, которые, воздействуя на оптическое окноо *3*, создают паразитную засветку. В сборке по рис. 2, *b* струи отсекаются трубкой *5*, они локализованы в боковом „кармане“ между вставкой *6* и стаканом *4*. Центральная часть в этом случае свободна от засветок.

На рис. 3, *a* взаимодействие струй с преградой вызывает яркое свечение и засветку, расположенную по времени между 2-й и 3-й микросекундой. Этот эффект отсутствует в сборке, выполненной по рис. 2, *b*, как показано на рис. 3, *b*.

Регистрация излучения потока частиц проводилась в центральной части мишени полихроматическим пирометром с тремя полосовыми фильтрами (650 ± 20), (820 ± 5), (960 ± 5) nm. Перед каждым опытом полихроматор калибровался по излучению ленточной вольфрамовой лампы с известной температурой накала. Для описания калибровочного сигнала $V_{c(\lambda)}$ применялось выражение:

$$V_{c(\lambda)} = C(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda, T_c) \cdot U(\lambda, T_c), \qquad (1)$$

где λ — средняя длина волны спектрального канала, T_c — температура тела накала лампы, $C(\lambda)$ — константа, определяемая из этого выражения в процессе калибровки, $U(\lambda, T_c)$ — планковская функция спектральной плотности энергии излучения черного тела [11], $\varepsilon(\lambda, T_c)$ — известная степень черноты вольфрама [12].

В эксперименте измерялась величина сигнала, описываемая выражением:

$$V_e(\lambda, t) = C(\lambda) \cdot U\big(\lambda, T(t)\big), \qquad (2)$$

из которого определялась яркостная температура излучающей поверхности $T(t)$ [13].

При измерении температуры частиц в поле зрения прибора с характерным диаметром ≈ 5 mm попадает множество частиц, размер которых много меньше поля зрения. В этом случае выражение, описывающее сигнал, выглядит следующим образом:

$$V_p(\lambda, t) = \alpha \cdot C(\lambda) \cdot U\big(\lambda, T_p(t)\big), \qquad (3)$$

где $\alpha < 1$ — удельная площадь частиц в поле зрения прибора. Однако величина α заранее не известна и, обрабатывая результаты эксперимента в соответствии выражением (2), можно обнаружить появление зависимости измеряемой температуры от длины волны такой, что для $\lambda_1 < \lambda_2$ выполняется $T(\lambda 1) > T(\lambda 2)$. Зависимость следует из сравнения выражений (2), (3) и ее проявление в измерениях является характерным признаком того, что излучает не сплошная поверхность, а набор частиц или горячих точек.

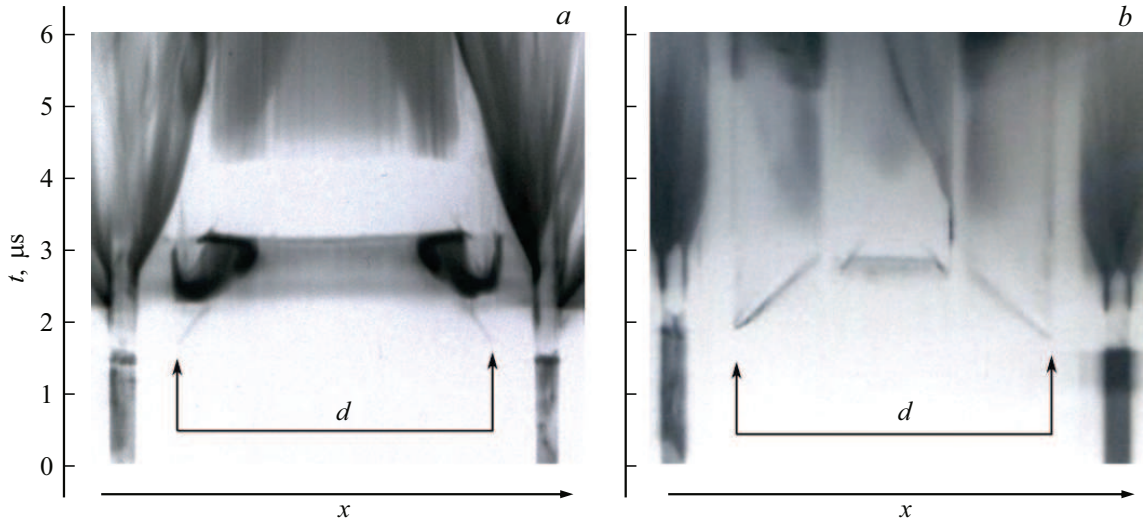


Рис. 3. Щелевая развертка взаимодействия ударника с мишенью *a* — без „кармана“, *b* — с „карманом“. Показан размер мишени $d = 39$ mm. Стрелки указывают места возникновения периферийных струй. Фотохронограммы показаны в негативном изображении.

Величины α и $T_p(t)$ могут быть определены численно при нахождении минимума суммы:

$$\sum_i \left[\frac{V_p(\lambda_i, t)}{C(\lambda_i)} - \alpha \cdot U\left(\lambda_i, T_p(t)\right)\right]^2, \qquad (4)$$

в которой производится суммирование по всем спектральным каналам. Выражение (4) определяет $T_p(t)$ как цветовую температуру, так как максимум в исследуемом спектре излучения совпадает с максимумом спектра черного тела с температурой $T_p(t)$.

В выражениях (2)–(4) сделано предположение, что степень черноты исследуемых поверхностей и частиц равна единице и температура всех частиц одинакова. Степень черноты, близкая к единице при пылении поверхности оловянной мишени, измерялась в работе [14] и в работе [6] для медной мишени.

Диапазон измеряемых температур ограничен снизу шумами детекторов на уровне ≈ 1800 K и сверху на уровне 6–10 kK, определяемым уровнем насыщения детекторов. В рабочем диапазоне детекторы линейны с высокой точностью. Главные элементы методики приведены в статье [13]. В данных измерениях применялись фотодиоды с усилителем, обеспечивающие время нарастания не более 7 ns. Оцифровка сигнала проводилась с частотой 6.25 GHz при полосе пропускания не менее 500 MHz.

2. Результаты и обсуждение

Для условий эксперимента при выходе ударной волны на поверхность мишени свободная поверхность движется со скоростью ≈ 5 km/s, что соответствует давлению ударного сжатия меди ≈ 160 GPa. Для сплошного вещества разгруженной меди должна наблюдаться температура $\approx (1360 \pm 100)$ K [15]. Если с поверхности мишени выбрасываются частицы, то наблюдаемая температура выше. Характерные результаты измерения температуры при разгрузке медной мишени для трех длин волн показаны на рис. 4.

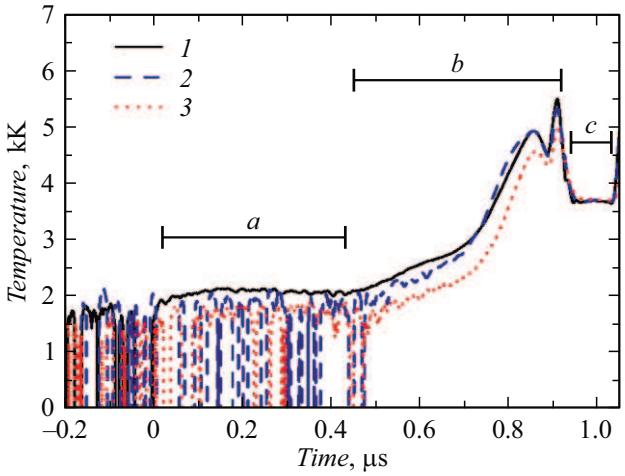


Рис. 4. Температура в эксперименте с разгрузкой медной мишени. *1, 2, 3* — 650, 820, 960 nm соответственно. *a* — разлет мишени и микрочастиц в вакуум; *b* — удары частиц по оптическому окну; *c* — ударная волна в стеклянном окне. Базовое расстояние, расстояние от мишени до оптического окна, равно 4.5 mm.

Нулевой момент времени на рис. 4 совмещен с моментом выхода ударной волны на свободную поверхность. Он определен по моменту срабатывания контактного датчика. При выходе волны наблюдается затянутый по времени рост яркостной температуры. Время нарастания сигнала превышает время нарастания детектора. На ин-

тервале времени, обозначенном как отрезок a на рис. 4, наблюдается свободный разлет частиц в вакуум. На интервале времени, обозначенном как отрезок b на рис. 4, лидирующие частицы начинают достигать прозрачной преграды. При высокоскоростном ударе частицы о преграду образуется плазма [16,17] и регистрируется рост интенсивности излучения. Интенсивность излучения зависит от числа частиц, достигающих преграду в единицу времени и энергии частиц. В конце интервала b вещество, находящееся в объеме сборки, состоящее из остаточной атмосферы и плазмы, образованной соударением частиц с окном, зажимается между материалом мишени и окном. На интервале c наблюдается свечение ударной волны в стекле. На начальном участке a температуры по спектральным каналам меняются слабо, но значительно превышают ожидаемую температуру разгрузки меди 1360 K. Для длины волны 650 nm величина температуры на участке a $T \approx 2000$ K. Мощность излучения черного тела с температурой 2000 K превышает мощность излучения тела с температурой 1360 K примерно в 200 раз на длине волны 650 nm, что, конечно, не может быть связано с экспериментальной ошибкой. На участке a — $T(650\,\text{nm}) > T(820\,\text{nm}) > T(960\,\text{nm})$, что является признаком излучения частиц. Для спектральных каналов 820 и 960 nm с меньшей спектральной шириной вклад шума в сигнал заметно больше, чем в канале 650 nm, но так как на интервале a сигналы меняются слабо, то исходный сигнал можно усреднить и определить по выражению (2) следующие величины температур:

$$T(650\,\text{nm}) = 2065\,\text{K} + 0.58 \cdot \Delta T_c \pm 3\,\text{K},$$

$$T(820\,\text{nm}) = 1736\,\text{K} + 0.40 \cdot \Delta T_c \pm 40\,\text{K},$$

$$T(960\,\text{nm}) = 1696\,\text{K} + 0.38 \cdot \Delta T_c \pm 15\,\text{K}.$$

Приведенные значения температур включают систематическую ошибку, связанную с неопределенностью температуры калибровочной лампы ΔT_c во втором члене и случайную ошибку, связанную с шумом сигнала в третьем члене. Оценка величины $|\Delta T_c| < 100$ K. Расчет по выражению (4) приводит к значениям $\alpha = (0.004 \pm 0.002)$ и $T_p = (4200 \pm 500)$ K. Если считать, что на участке (b) лидирующие частицы начинают взаимодействовать со стеклянным окном сборки, вызывая вспышки излучения при ударе о стекло, то можно определить, по известному начальному расстоянию от мишени до стекла, что скорость фронта частиц достигает приближенно 10 km/s. Ударная волна в стекле светит как черное тело с яркостной температурой ≈ 3500 K, одинаковой для всех длин волн, так как излучает сплошная поверхность черного тела.

Для проверки предположения о взаимодействии частиц с прозрачной преградой на поверхность окна сборки, обращенную к мишени, было нанесено зеркальное покрытие из алюминия толщиной 0.25 μm. Результат эксперимента показан на рис. 5, где данные усреднены

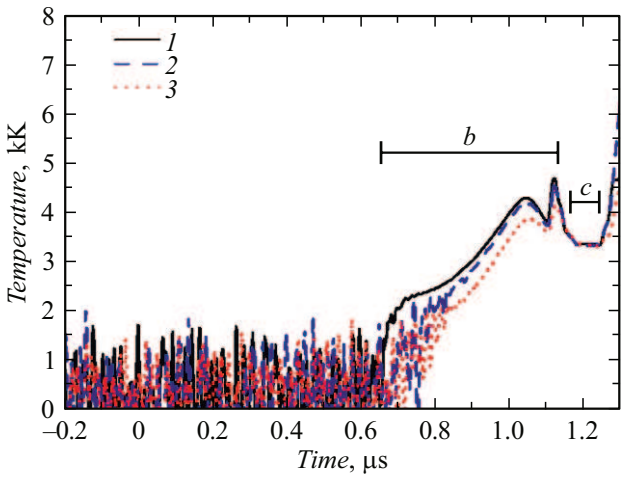


Рис. 5. Температуры в эксперименте с зеркальным покрытием. Базовое расстояние, расстояние от мишени до оптического окна, равно 5.7 mm.

по 51 отсчету. Усреднение уменьшает величину среднеквадратичного отклонения температуры до 650 K при увеличении времени нарастания сигнала от 7 до 9 ns. Действительно, до участка b излучение из сборки не выходит из-за зеркального покрытия, но на участке b частицы, разрушая зеркальное покрытие, создают вспышки в стекле, которые регистрируются как горячие точки с разницей температур по спектральным каналам. Свечение до прилета частиц к зеркальному покрытию окна (участок a на рис. 4) полностью отсутствует. Таким образом, предположение о скорости пылевого потока ≈ 10 km/s для данных условий эксперимента, высказанное в [6], проверено экспериментально.

Также были проведены эксперименты с алюминиевым покрытием из фольги толщиной 11 μm, закрепленной тонким слоем прозрачного клея на стеклянной преграде со стороны вакуумированного объема. В этом случае начало свечения проявляется еще позже, смещаясь ближе к интервалу свечения ударной волны в стекле c, так как фольга не сразу разрушается частицами.

Прозрачный объем конденсированного вещества с тонким непрозрачным покрытием может служить новым типом детектора микрочастиц, ранее не описанным в литературе. Детектирование пробития фольги микрочастицами было применено в приборе „Фотон“ в миссии „Вега“ [18], но регистрировалось не самосвечение при ударе космических частиц, а свет стороннего источника, проходящий через микроотверстия в фольге.

3. Основные результаты

Применение модернизированной сборки, в которой струи, образующиеся по периметру мишени, распространялись в свободный объем и не взаимодействовали с оптическим окном, позволило уверенно зарегистрировать

яркостные температуры для двух стадий разлета мишеней. На первой стадии (интервал *a* на рис. 4) происходит свободный разлет частиц и разреженной плазмы в вакуум. На второй стадии (интервал *b* на рис. 4) микрочастицы взаимодействуют с окном-преградой. Позже наблюдается свечение ударной волны в стеклянном окне.

На стадиях *a* и *b* наблюдается зависимость яркостной температуры от длины волны, что является признаком излучения частиц или горячих точек.

Нанесение зеркального покрытия на окно позволяет выделить интервал взаимодействия микрочастиц с преградой.

Интенсивность излучения при ударах микрочастиц достаточна для регистрации быстрой и малоплотной лидирующей части частиц. В приведенных экспериментах наблюдается скорость частиц, вдвое превышающая скорость свободной поверхности мишени.

Эффективная цветовая температура микровспышек при столкновении микрочастиц с преградой находилась в пределах (5000–8000) K.

Заключение

Установлено, что при выходе ударной волны на свободную поверхность металлической мишени регистрируемые радиационные температуры в присутствии микрочастиц существенно превышают температуру сплошного вещества в состоянии разгрузки.

Показано, что оптические элементы из прозрачных твердых материалов (стекло), снабженные тонким непрозрачным покрытием, могут быть использованы в качестве эффективных детекторов для регистрации и анализа динамики быстрых микрочастиц.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 124020600049-8.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W.T. Buttler, R.J.R. Williams, F.M. Najjar. J. Dynamic Behavior Mater., **3**, 151 (2017). DOI: 10.1007/s40870-017-0120-8

[2] В.А. Огородников, А.Г. Иванов, А.Л. Михайлов, Н.И. Крюков, А.П. Толочко, В.А. Голубев. ФГВ, **34**, 103 (1998). [V.A. Ogorodnikov, A.G. Ivanov, A.L. Mikhailov, N.I. Kryukov, A.P. Tolochko, V.A. Golubev. Combustion, Explosion and Shock Waves, **34**, 696 (1998).]

[3] В.С. Трофимов, Г.П. Трофимова, А.Н. Дремин. ФГВ, **8**, 490 (1972). [V.S. Trofimov, G.P. Trofimova, A.N. Dremin. Combustion, Explosion and Shock Waves, **8**, 401 (1972).]

[4] J.R. Asay, L.P. Mix, F.C. Perry. Appl. Phys. Lett., **29**, 284 (1976). DOI: 10.1007/BF00741193

[5] В.А. Огородников. *Специфические особенности поведения поверхности твердого тела при выходе на нее ударной волны* (ФГУП „РФЯЦ-ВНИИЭФ“, Саров, 2024).

[6] М.И. Кулиш, В.Б. Минцев, С.В. Дудин, А.Е. Ушнурцев, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ, **94**, 105 (2011). [M.I. Kulish, V.B. Mintsev, A.E. Ushnurtsev, V.E. Fortov. JETP Lett., **94**, 101 (2011)].

[7] D.S. Sorenson, R.W. Minich, J.L. Romero, T.W. Tunnell, R.M. Malone. J. Appl. Phys., **92**, 5830 (2002). DOI: 10.1063/1.1515125

[8] T.C. Germann, J.E. Hammerberg, B.L. Holian. Shock Compression of Condensed Matter-2003, **706**, 285 (2004). DOI: 10.1063/1.1780236

[9] T.M. Hartsfield, R.K. Schulze, B.M. La Lone, J.J. Charonko, J.E. Hammerberg, J.D. Regele, M.M. Schauer, J.D. Schwarzkopf, D.G. Sheppard, G.D. Stevens, J.C. Cooley, P.M. Donovan, R. Manzanares, J.I. Martinez, D.W. Schmidt, M.D. Staska, R.J. Valencia, W.D. Turley, W.T. Buttler. J. Appl. Phys., **131**, 195104 (2022). DOI: 10.1021/j100832a001

[10] U. Frenzel, U. Hammer, H. Westje, D. Kreisle. Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters, **40**, 108 (1997).

[11] M. Planck. Ann. Phys., **4**, 1 (1901).

[12] J.C. De Vos. Physica, **7-12**, 690 (1954). DOI: 10.1016/S0031-8914(54)80182-0

[13] М.И. Кулиш, Д.Н. Николаев, С.В. Дудин, В.Б. Минцев. ПТЭ, **6**, 164 (2025). DOI: 10.7868/S3034564225060203 [M.I. Kulish, D.N. Nikolaev, S.V. Dudin, V.B. Mintsev. Instruments and Experimental Techniques, **68**, 1101 (2025). DOI: 10.1134/S0020441225701362]

[14] A. Seifter, M. Grover, D.B. Holtkamp, A.J. Iverson, G.D. Stevens, W.D. Turley, L.R. Veeser, M.D. Wilke, J.A. Young. J. Appl. Phys., **110**, 093508 (2011). DOI: 10.1063/1.3656429

[15] W. Taylor. J. Appl. Phys., **34**, 2727 (1963). DOI: 10.1063/1.1729799

[16] S. Sugita, P.H. Schultz, M.A. Adams. J. Geophys. Research: Planets, **103**, 19427 (1998). DOI: 10.1029/98JE02026

[17] К.Е. Воронов, А.М. Телегин, А.В. Пияков, Д.М. Рязанов. Успехи прикладной физики, **1**, 3 (2020). [K.E. Voronov, A.M. Telegin, A.V. Piyakov, D.M. Ryazanov. Uspekhi Prikladnoj Fiziki, **1**, 3 (2020).]

[18] С.И. Анисимов, В.П. Карягин, В.А. Кудряшов, Ю.А. Осипьян, Ю.А. Рыжов, С.Б. Свирщевский, А.З. Струков, А.В. Тертерашвили, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ, **44**, 477 (1986). [S.I. Anisimov, V.P. Karyagin, V.A. Kudryashov, Yu.A. Osip'yan, Yu.A. Ryzhov, S.B. Svirshchevskii, A.Z. Strukov, A.V. Terterashvili, V.E. Fortov, I.M. Khalatnikov, A.E. Sheindlin. JETP Lett., **44**, 616 (1986).]