

ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ОТДАЧИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫЕ АСТЕРОИДЫ

И.Н. Бурдонский^{1,2}, А.Г. Леонов¹, К.Н. Макаров^{1,2}, В.Н. Юфа^{1,2}.

yufa_v@mail.ru

(1. МФТИ; 2. АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ)

1. ВВЕДЕНИЕ

Потенциальная возможность столкновения с Землей космических тел размером в десятки и более метров представляет собой серьезную угрозу человечеству. В этой связи возникают сложные научно-технические проблемы организации эффективной защиты от массивных объектов (главным образом, астероидов), орбиты которых проходят в опасной близости от Земли [1]. Предлагаются различные подходы к решению этой задачи: разрушение ядерным взрывом, воздействие кинетическим ударником, гравитационная буксировка и т.д. Как показано в работах [2,3], одним из наиболее эффективных средств воздействия является абляция поверхностных слоев астероидов под действием мощного лазерного излучения. При этом испаренное вещество образует интенсивную реактивную струю, генерирующую импульс отдачи, отклоняющий объект от потенциально опасной траектории. Наиболее важным параметром, характеризующим эффективность абляции, является величина удельного импульса отдачи C_m , возникающего под действием мощного потока излучения. Для надежного прогнозирования результатов воздействия на астероиды и выработки сценария практических мер необходимо иметь достоверные данные, описывающие зависимости величины C_m от различных параметров (интенсивности облучения, характеристик вещества опасного объекта и т.д.), которые могут быть получены в модельных экспериментах.

Зависимости C_m от энергии лазерного излучения, падающего на поверхность металлической или полимерной мишени, изучались во многих работах, в особенности при исследовании возможности создания двигателей на лазерной реактивной тяге (см., например, [4-7]). Однако, насколько нам известно, данные по величине удельного механического импульса, возникающего при взаимодействии излучения с каменными мишенями, в литературе отсутствуют. В тоже время, такие данные будут представлять интерес и с точки зрения реализации методов сугубо лазерного воздействия на астероиды [8-10], которые, хотя и существенно менее эффективны, чем воздействие излучения ядерного взрыва, но могут быть в ряде случаев полезны.

В этой связи, в настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению характеристик лазерной абляции искусственных хондритовых мишеней, моделирующей возможность использования непосредственно лазерного излучения, либо излучения удаленного ядерного взрыва для отклонения астероида за счет импульса отдачи при испарении его поверхностного слоя. Отметим, что порядка 90% от всего количества астероидов составляют именно хондритовые (каменные) астероиды.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Исследования проводились на лазерной установке «Сатурн» [11,12]. В ее состав входят: мощная многокаскадная лазерная система на Nd^{+3} -фосфатном стекле с автоматизированной системой накачки активной среды, вакуумная камера взаимодействия и диагностический комплекс. На выходе лазерное излучение имеет следующие параметры: $E_L \sim 50$ Дж, $\lambda = 1,054$ мкм, длительность τ_L (FWHM) = 30 нс и расходимость $\theta \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ рад.

В экспериментах по измерению импульса отдачи использовались хондритовые мишени различной формы (I тип – шаровидная с массой 0,06 – 0,08 грамм и диаметром ~ 4 мм, II тип – мишени в форме параллелепипеда $4 \times 4 \times 3$ мм массой 0,15 - 0,22 грамм), предоставленные РФЯЦ ВНИИЭФ. Технология их изготовления подробно описаны в [13]. Импульс отдачи, генерируемый в результате процесса лазерной абляции, регистрировался методом баллистического маятника. При этом мишень подвешивалась на нитях в вакуумной камере взаимодействия за фокальной плоскостью входной линзы. Все измерения проводились при давлении остаточного газа в камере не выше 10^{-3} мм рт. ст.

Для исключения рефракции и рассеяния лазерного излучения на краях шаровидной мишени, пятно фокусировки должно было быть незначительно меньше размеров мишени. Поэтому был выбран диаметр пятна облучения $d = 2,2$ мм, что позволяло проводить измерения скорости мишени и удельного импульса отдачи в диапазоне интенсивностей лазерного излучения I_L вплоть до $2,6 \times 10^{10}$ Вт/см². Уменьшение диаметра пятна облучения на мишенях II типа до $d = 1$ мм и $d = 0,3$ мм позволило проводить измерения скорости мишени и удельного импульса отдачи в диапазоне интенсивностей лазерного излучения I_L вплоть до $1,5 \times 10^{12}$ Вт/см².

Скорость мишени, приобретаемая под действием лазерного импульса, регистрировалась двумя способами. Одним из них являлось измерение скорости с использованием PDV-регистратора (Photon Doppler Velocitymeter), разработанного и изготовленного в НИЯУ МИФИ [14 – 16]. За мишенью, по направлению луча, устанавливался одноволоконный коллиматор с широкоугольным микрообъективом («g-линзой»), связанный волоконной линией с анализатором. Поверхность мишени имела малый коэффициент отражения и поэтому для повышения чувствительности PDV диагностики на тыльную поверхность мишени напылялся слой алюминия толщиной $\sim 0,1$ мкм. Ввиду малой толщины этот слой никак не влиял на результаты измерений.

Помимо измерения импульса отдачи в экспериментах также были выполнены измерения выноса массы под действием лазерного излучения, которые проводились на плоских хондритовых мишенях, изготовленных в РФЯЦ ВНИИЭФ по той же технологии, что и шаровидные. Для сравнения эти измерения проводились и на мишенях с различной прочностью – 1342 и 270 кгс/см².

Вынос массы определялся взвешиванием мишени на аналитических весах до и после лазерного воздействия. Плотность мишеней определялась независимо и составляла $2,3$ г/см³ для хондритовых мишеней. Контроль за формой и параметрами возникающего на мишени кратера, проводился как

оптическими методами, так и с помощью механического профилометра. Точность измерений глубины и диаметра кратера составляла 1 и 10 мкм соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Одной из наиболее важных характеристик лазерной абляции, определяющей ее эффективность, является зависимость выноса массы от энергетических параметров лазерного пучка, падающего на поверхность мишени. Так как для достижения интенсивности облучения мишени I_L порядка 10^{12} Вт/см² приходилось уменьшать зону облучения, поэтому величина выноса массы вещества мишени из кратера Δm была отнормирована на площадь облучения, равную 1 см² - Δm^* . На рис. 1, 2 представлены результаты измерений массы выброшенного из кратера вещества мишени Δm^* и удельного выноса массы μ (отнесенного к энергии импульса лазерного излучения $\Delta m/E_L$) в зависимости от интенсивности облучения I_L .

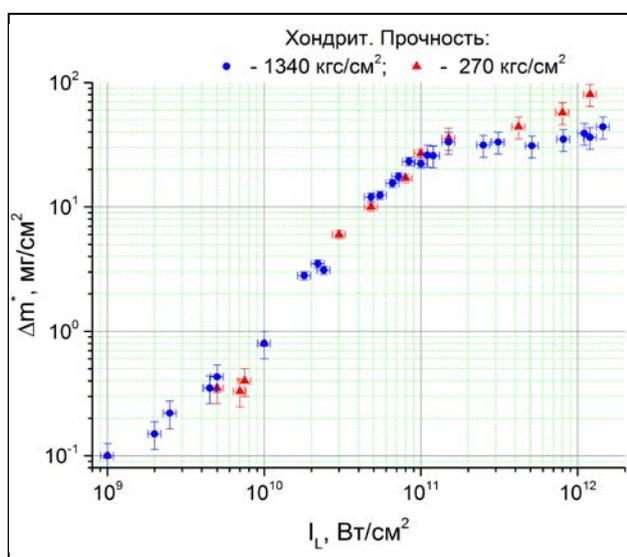


Рис.1 Зависимость массы вещества Δm^* , выброшенного из кратера мишени от интенсивности I_L

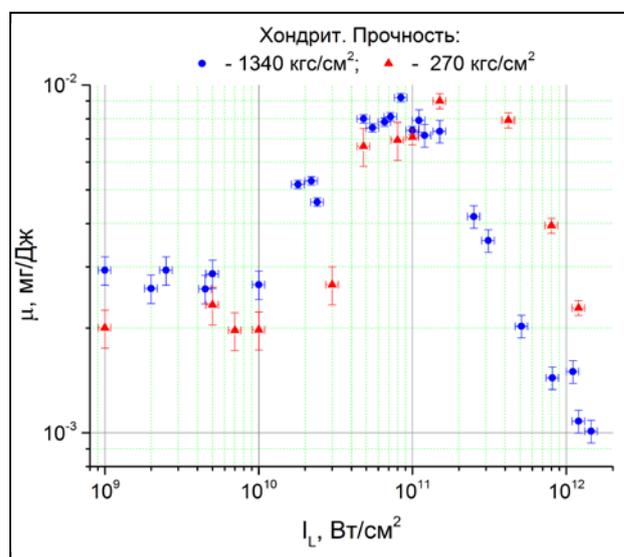


Рис.2 Зависимости удельного выноса массы μ от интенсивности I_L облучения.

Из приведенных на рисунках данных следует, что заметный вынос массы начинается при интенсивностях $I_L \geq 10^9$ Вт/см² и величина Δm^* быстро растет с увеличением I_L до значения порядка $I_L \sim 10^{11}$ Вт/см². При дальнейшем увеличении интенсивности облучения наблюдается слабый рост величины Δm^* . При $I_L \geq 3 \times 10^{11}$ Вт/см², для мишеней из хондрита низкой прочности, было обнаружено запыление поверхности мишенного узла с боковых и тыльной сторон мишени ее мелкими частичками.

Следует отметить, что все измерения в настоящей работе проводились в так называемом «плазменном режиме» [5,6], т.е., при значениях I_L существенно больших, чем пороги пробоя паров мишени в вакууме. Как известно (см., например, [18]), для многих материалов в нано- и микросекундном диапазоне длительностей лазерного излучения, пороговая интенсивность описывается соотношением $I_{th} \times (\tau_L)^{1/2} \sim 4.5 \times 10^4$ Вт с^{1/2}/см². Для наших условий, как следует из этого соотношения, величина I_{th} составляет $2,6 \times 10^8$ Вт/см². Возможно, уменьшение скорости роста Δm^* связано с разной величиной зависимости выноса массы от I_L для докритической плазмы и закритической плазмы [4].

Данные для хондрита с прочностью 270 кгс/см^2 и 1341 кгс/см^2 согласуются между собой в пределах ошибки эксперимента, что подтверждает адекватность моделирования хондритовых мишеней. Небольшое расхождение при облучении с $I_L \geq 3 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ можно объяснить осыпанием частиц с мишени прочностью 270 кгс/см^2 при воздействии на нее лазерного импульса.

Из рис.2 следует, что удельный вынос массы насыщается с ростом I_L и при $I_L > 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ начинается его спад. Это говорит о том, что в плазме начинают разыгрываться другие процессы, на которые тратится большая часть ее энергии.

Результаты измерений скорости движения мишени, определенной маятниковым методом, представлены на рис. 3. Из приведенных на нем данных следует, что величина скорости достаточно медленно растет с ростом интенсивности лазерного излучения, при этом данные, полученные как с помощью PDV-регистратора, так и с помощью скоростной фотокамеры вполне удовлетворительно согласуются между собой для сфероидных мишеней, что подтверждает достоверность проведенных измерений. Эти данные были получены при размере зоны облучения 2,2 мм.

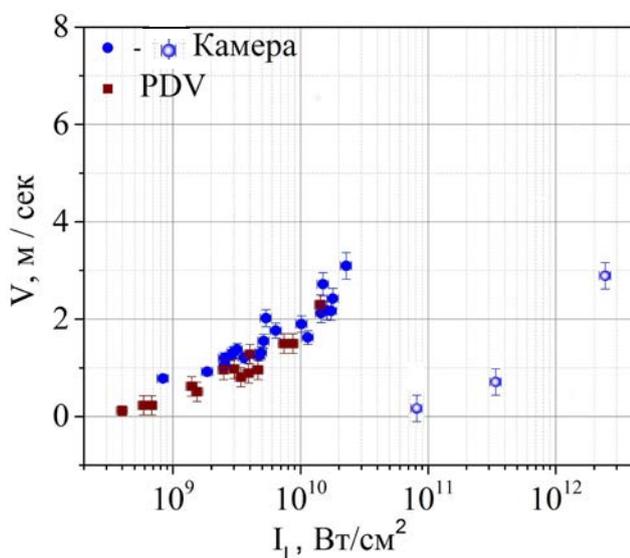


Рис.3 Скорости мишени, полученные из обработки кадров фотокамеры и зарегистрированные с помощью PDV регистратора.

Зона облучения
 ○ - 300 мкм
 ● и ■ - 2,2 мм

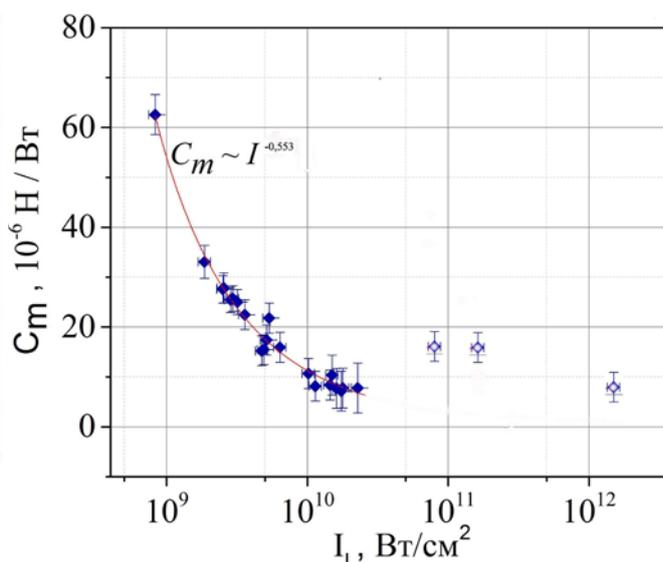


Рис. 4 Зависимость удельного механического импульса отдачи C_m от интенсивности I_L . Зона облучения:

◇ - 300 мкм
 ◆ - 2,2 мм

На рис. 4 представлена зависимость от интенсивности I_L удельного механического импульса отдачи C_m , построенная по результатам измерения скорости мишени.

Из графика следует, что в исследованном диапазоне интенсивностей от $I_L \sim 0.5 \times 10^9$ до $1,5 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ удельный импульс C_m падает с ростом I_L . Такая зависимость неоднократно отмечалась в «плазменном режиме» [4-6] и связана с тем, что выше порога пробоя с повышением интенсивности начинает расти относительная доля потерь на поглощение энергии лазерного пучка в самом лазерном факеле. Как показано в [5], максимальное значение C_m достигается при интенсивностях, несколько

меньших пробойных, а абсолютная величина импульса отдачи при оптимальных параметрах и режимах лазерного воздействия не превышает значения 10^{-4} Н/Вт, (хотя для специальных энергетических (экзотермических) полимерных материалов эта величина может быть на порядок выше) [13]. Как следует из приведенных в настоящей работе результатов, характерное значение удельного импульса отдачи достигает 63×10^{-6} Н/Вт в исследуемом диапазоне интенсивностей I_L . По всей вероятности, при снижении интенсивности облучения мишени можно получить и более высокие значения C_m , однако при этом абсолютная величина импульса отдачи становится весьма мала. В нашем случае, на сферических мишенях диаметром 3,5 мм, пятно облучения более 2,2 мм могло привести к косому падению лучей и рефракции на краях мишени.

В [4] было показано, что выше порога пробоя упрощенная стационарная аналитическая модель плазменного лазерного факела, предполагающая, что основным механизмом поглощения лазерного излучения является обратное тормозное поглощение и хорошо описывающая экспериментальные данные в широкой области параметров, предсказывает следующую зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности излучения $C_m \propto (I_L)^{-0,25}$. На рисунке 4 представлена кривая, полученная аппроксимацией экспериментальных данных методом наименьших квадратов, которая демонстрирует существенно отличающийся показатель степени в зависимости C_m от I_L : $C_m \propto (I_L)^{-0,553}$. Такое различие может быть объяснено спецификой каменных мишеней, коэффициенты поглощения в которых достаточно малы по сравнению с металлами, и поглощение в которых носит объемный характер [19]. В этом случае, глубина поглощения в таких материалах оказывается больше характерного размера, на который распространяется тепло за время лазерного импульса $D \sim (\chi \tau_L)^{1/2}$, где χ - коэффициент температуропроводности. Для двуокиси кремния $\chi = 8,4 \times 10^{-3}$ см²/с [19] и для $\tau_L = 30$ нс $D \sim 1,6 \times 10^{-5}$ см, в то время как, например, коэффициент поглощения в природном андезите – аналоге хондрита может достигать десятых долей миллиметра [11].

Опираясь на полученные данные можно сделать достаточно грубую (в лучшем случае, по порядку величины) оценку возможной величины приращения скорости астероида под действием удаленного ядерного взрыва. Как известно, при ядерном взрыве температура продуктов реакции достигает 10^7 К и подавляющая часть выделившейся энергии излучается в виде рентгеновского излучения. [20]. При такой температуре максимум спектрального распределения излучения находится в районе 4 кэВ и при этой энергии кванта коэффициент поглощения атомами кремния (основного поглотителя) составляет порядка 1000 см⁻¹ [21] и, следовательно, само поглощение носит объемный характер, учитывая, что характерная длительность импульса рентгеновского излучения составляет ~ 100 нс [20]. В этом случае характер энерговыделения в поверхностном слое мишени будет близок к таковому при облучении мишени лазерным пучком.

С учетом этого, можно сделать нижнюю оценку приращения скорости астероида ΔV_a плотностью $2,3$ г/см³ от удаленного ядерного взрыва. Для примера возьмем следующие параметры: мощность взрыва – 3 кт в тротиловом эквиваленте ($\sim 12,6 \times 10^{12}$ Дж), расстояние от точки взрыва до поверхности астероида 1 км, диаметр астероида 350 м. При этом, как нетрудно показать, доля попавшей на астероид энергии будет составлять $E = 10^{11}$ Дж, а интенсивность излучения на поверхности астероида будет составлять $I \sim$

10^9 Вт/см². При такой интенсивности, согласно полученным нами данным, величина $C_m \sim 6 \times 10^{-5}$ Н/Вт. Тогда, механический импульс, переданный астероиду излучением, составит величину порядка 6×10^6 Н·с. Несложно подсчитать, что приращение скорости составит при этих параметрах величину $\Delta V_a \sim 10^{-4}$ м/с. Учитывая, что в месяце содержится $\sim 2,6 \times 10^6$ с отклонение от первоначальной траектории в течение такого срока может составить ~ 300 м.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам ИЛФИ «РФЯЦ-ВНИИЭФ»: Е.Ю. Аристовой, С.Г. Гаранину, В.Н. Деркачу, В.Г. Рогачеву, П.В. Стародубцеву за постоянный интерес и помощь в работе, а также сотрудникам НИЯУ МИФИ А.П. Кузнецову, К.Л. Губскому и М. А. Горбашовой за помощь в проведении PDV регистрации.

Литература

1. Шустов Б. М., Рыхлова Л. В. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра. Физматлит, 384 с., 2013 г.
2. Phipps, C. Can Lasers Play a Rôle in Planetary Defense., AIP Conference Proceedings 1278, 502-508 (2010).
3. Gibbings et al. On testing Laser ablation processes for asteroid deflection, 2011 IAA Planetary Defence Conference, Bucharest, Romania, 9-12th May (2011).
4. C. R. Phipps, Jr., T. P. Turner, R. F. Harrison, G. W. York, W. Z. Osborne, G. K. Anderson, X. F. Corlis, L. C. Haynes, H. S. Steele, K. C. Spicochi, and T. R. King. Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO₂ single-pulse lasers. J. Appl. Phys. 64, 1083, 1988.
5. C. R. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H.-A. Eckel, H. Horisawa, T. Lippert, M. Michaelis, Y. Rezunkov, A. Sasoh, W. Schall, S. Scharring and J. Sinko. "Review: Laser Ablation Propulsion," J. Propulsion and Power, 26 no. 4 pp. 609-637 (2010)
6. Claude R.Phipps, Christophe Bonnal, Frédéric Masson, Michel Boustie et al. Transfers from Earth to LEO and LEO to interplanetary space using lasers. [Acta Astronautica](#). [Volume 146](#), May 2018, Pages 92-102.
7. Резунков Ю. А. Лазерная реактивная тяга. Изв. ВУЗОВ. Приборостроение. 2011. Т.54, № 2, с. 7.
8. Phipps C.R. Laser deflection of NEO's. in: NASA Near Earth Object:Interception Workshop, New Mexico, USA, 1992.
9. Phipps C.R. Laser deflection of near-earth asteroids and comet nuclei, in:Proceedings International Conference on Lasers 96. STS Press, pp.580–587, 1997.
10. Massimiliano Vasile, Christie Alisa Maddock. Design of a formation of solar pumped lasers for asteroid deflection. Advances in Space Research 50 (2012) 891–905.
11. Бурдонский И.Н., Гольцов А.Ю., Леонов А.Г., Макаров К.Н., Тимофеев И.С., Юфа В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез. Т. 36, Вып. 2. С. 8-18. 2013.
12. Timofeev I. S., Aleksandrov N. L., Burdonskiy I. N., Goltsov A. Yu., Makarov K. N., Putilin M. V., Yufa V. N. and Leonov A. G.. Temperature measurement in plasma torch generated by moderate laser irradiation of multicomponent polycrystal rock surface. Laser Phys. -2014- V. 24, N. 12.
13. Е. Ю. Аристова, А. А. Аушев, В. К. Баранов и др. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды. ЖЭТФ, 2018, том 153, вып. 1, стр. 157–172.
14. Рамазанов А.М., Кузнецов А.Л., Губский К.Л., Саранцев С.А., Ревский И.Ф., Норкин С.В.// Измерение газокинетического давления плазмы оптоволоконным интерферометром с прямым преобразованием доплеровских сигналов // Современные проблемы физики и технологий, тезисы докладов V Международной молодежной научной школы-конференции. 18-23 апреля 2016, Москва.
15. Горбашова М.А., Губский К.Л., Плохотник А.Е., Юфа В.Н. //Измерение скорости ударной волны при облучении хондритовых мишеней мощным лазерным излучением //Сборник докладов

XI всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. 25 – 28 апреля 2017 года, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров.

16. D. Bergland G. A guided tour of the fast Fourier transform Bell Telephone Laboratories, Inc.–1969.
17. Mihai Stafe, Aurelian Marcu, Niculae N. Puscas. Pulsed Laser Ablation of Solids. Basics, Theory and Applications. Springer Series in Surface Sciences, Volume 53. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014, 233 с
18. Mihai Stafe, Aurelian Marcu, Niculae N. Puscas. Pulsed Laser Ablation of Solids. Basics, Theory and Applications. Springer Series in Surface Sciences, Volume 53. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014, 233 с
19. C. R. Phipps, JR., R. F. Harrison, T. Shimada, G. W. York, T. P. Turner, X. F. Corlis, H. S. Steele, and L. C. Haynes, T. R. King. Laser and Particle Beams (1990), Enhanced vacuum laser-impulse coupling by volume absorption at infrared wavelengths. vol. 8, no. 1-2, pp. 281-298.
20. Физика ядерного взрыва. В 2 т. /МО РФ, Центральный физико-технический институт. -М.:Наука. Физматлит, 1997.
21. М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. М., Наука, Гл.ред. Физ-мат. лит., 1982.