

01;05;08;12

Пространственное распределение динамических механических напряжений в ионных кристаллах при воздействии импульсного электронного пучка

© В.Ф. Штанько, В.М. Толмачев, Е.П. Чинков, С.А. Степанов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
643050 Томск, Россия
e-mail: shtanko@tpu.ru

(Поступило в Редакцию 26 октября 2010 г. В окончательной редакции 17 июня 2011 г.)

Представлены результаты экспериментального и теоретического изучения формы акустического импульса в щелочно-галогидных кристаллах, генерируемого воздействием импульсного электронного пучка с максимальной энергией электронов 0.28 MeV и плотностью энергии 0.1–0.65 J/cm². Установлено, что форма акустического импульса при использованных параметрах пучка существенно отличается от профиля плотности поглощенной энергии. Возникновение тонкой структуры акустического импульса связано с локальным выделением энергии вследствие развития многоканального электрического пробоя.

Введение

Специфика воздействия импульсного электронного пучка (ИЭП) на мишень заключается в высокой скорости ввода энергии и заряда одновременно, вследствие чего в облучаемом образце возникают динамические механические напряжения разной природы, приводящие к формированию акустического импульса (АИ). Анализ механизмов формирования АИ при воздействии ускоренных электронов проведен в работе [1]. Считалось, что основной причиной возникновения динамических механических напряжений при воздействии электронных пучков с энергией до ~ 1 MeV и флюенсом до $\sim 10^{13}$ electron/cm² является импульсный нагрев материала вследствие термализации неравновесных электронов и дырок, созданных в результате ионизации потерь энергии электронов пучка. Релаксация динамических напряжений проявляется помимо генерации акустического излучения в возбуждении изгибных волн и пластической деформации [2,3].

Вторым по эффективности каналом диссипации энергии ИЭП в высокоомных материалах является выделение энергии, запасаемой в электрическом поле инжектированного заряда. При низких плотностях тока ИЭП, когда время максвелловской релаксации существенно меньше длительности импульса облучения, эта энергия выделяется в виде джоулевых потерь вследствие электропроводности. С ростом плотности тока резко неоднородное выделение энергии ИЭП в диэлектриках и полупроводниках возможно при развитии многоканального электрического пробоя [4,5], что также является причиной возникновения динамических механических напряжений.

Целью настоящей работы является изучение формирования акустического излучения в высокоомных материалах при воздействии ИЭП со сложным энергетическим спектром и его зависимости от плотности тока и геометрии облучения.

Методика эксперимента

Экспериментальное излучение АИ в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) проводилось с использованием поляризационно-оптического метода [6,7]. В экспериментах реализована поперечная схема зондирования облучаемого образца излучением He–Ne-лазера. Для исключения поперечных градиентов напряжений свободная поверхность образца, изготовленного в виде прямоугольного параллелепипеда, подвергалась облучению диафрагмированным пучком с сечением, соответствующим сечению образца. Указанные условия обеспечивали формирование волны напряжений, близкой к плоской в одномерной геометрии, использованной нами при модельных расчетах формы АИ. Регистрация АИ проводилась при зондировании лазерным излучением области, расположенной на расстоянии, превышающим глубину экстраполированного пробега электронов с максимальной энергией. Морфология разрушений изучалась с помощью микроскопа Д11Н11 после однократного или многократного воздействия ИЭП.

Облучение ЩГК производилось на импульсном ускорителе электронов с параметрами: максимальная энергия ~ 0.28 MeV, длительность импульса тока на полувысоте ~ 12 ns, плотность тока в максимуме импульса J_{\max} до 500 A/cm². Энергетический спектр электронов пучка определялся по методике, описанной в [8], и приведен в таблице. С помощью цилиндра Фарадея измерялись ток падающего пучка (J_0) и прошедшего через фольгу заданной толщины (J), и для выбранных моментов времени определялись коэффициенты частичного прохождения $h = J/J_0$. С помощью рассчитанного семейства кривых J/J_0 для ряда дискретных значений энергий W_i и по измеренным значениям h определялся энергетический спектр ИЭП. Использование этого способа предполагает условие мгновенной моноэнергетичности электронов пучка.

Спектрально-временные параметры электронного пучка

t_i , ns	1	2	3	4	5	6	7	8
U_i , KeV	14.0	26.0	48.4	80.0	114.2	154.3	194.3	237.2
J_i , rel. units.	0.25	0.35	0.46	0.57	0.67	0.76	0.83	0.90
t_i , ns	9	10	11	12	13	14	15	16
U_i , KeV	265.7	280.0	280.0	265.7	242.8	214.2	182.8	151.5
J_i , rel. units.	0.96	1.00	1.00	0.96	0.90	0.83	0.76	0.67
t_i , ns	17	18	19	20	21	22	23	24
U_i , KeV	128.5	105.7	85.7	71.4	57.1	42.8	28.6	17.4
J_i , rel. units.	0.57	0.49	0.40	0.33	0.26	0.20	0.13	0.07

Примечание. U_i — энергия электронов, J_i — форма импульса тока, нормированная в максимуме на единицу, t_i — время.

Анализ результатов измерения энергетического спектра ИЭП, выполненный в [8], показал хорошее совпадение электронов в пределах ошибок измерений (~ 15%), полученных на магнитном спектрометре и по методу частичного поглощения.

Высокая скорость ввода энергии при воздействии ИЭП в результате диссипативных процессов приводит к увеличению температуры ионной подсистемы кристалла. Если длительность импульса облучения меньше времени акустической релаксации t_{AR} (определяемого как отношение характерного размера облучаемой области к продольной скорости звука), то объем, в котором поглотилась энергия, не успевает расшириться, что приводит к формированию и распространению акустического импульса света. Одномерная модель для термоупругого отклика при условии отсутствия напряжений на свободных поверхностях облучаемого образца рассмотрена в [9,10]. Связь между профилем распределения поглощенной энергии и полем скоростей $dV(z, t)/dt$ дается уравнением

$$\frac{dV(z, t)}{dt} = \gamma(2\rho v)^{-1} [W_1(z - vt) - W_2(z + vt)], \quad (1)$$

где γ — параметр Грюнайзена, ρ — плотность вещества, v — продольная скорость звука, z — координата в направлении падения электронов пучка. С учетом волнового сопротивления профиль распределения поглощенной энергии и поле напряжений $I_{AI}(z, t)$ связаны соотношением

$$I(z, t) = -\frac{\gamma}{2} [W_1(z - vt) - W_2(z + vt)]. \quad (2)$$

Область сжатия, образующаяся в результате нагрева вещества распространяется в положительном (направление падения электронов) и отрицательном направлениях. Импульс сжатия, распространяющийся в отрицательном направлении, отражается от границы твердое тело—вакуум. Так как облучаемая поверхность ($z = 0$) свободна, то граничные условия определяются как равенство нулю суммы давлений, создаваемых

падающим и отраженным импульсами [11]. Следовательно, при отражении импульс не меняет амплитуды и формы, а только меняет знак напряжений. Это означает, что после отражения в положительном направлении распространяется импульс растяжения. Таким образом, в положительном направлении будет распространяться биполярный импульс сжатия—растяжения, а форма АИ определяется профилем поглощенной энергии.

Нами проведен расчет контура АИ для спектрально-кинетических параметров ИЭП, использованного при экспериментальных исследованиях и расчетах профилей поглощенной энергии.

Алгоритм расчета распределения термализованных электронов в образце и профиля плотности поглощенной энергии в области торможения пучка включал один из вариантов „укрупненных“ соударений метода Монте-Карло с использованием углового распределения Мольера—Бете и подробно изложен в [12]. В связи с тем что тормозящее действие поля внутри образца при короткозамкнутой (КЗ) схеме облучения значительно ниже тормозной способности вещества [13], эффект торможения электронов в поле объемного заряда учитывался лишь в геометрии с вакуумным зазором (ВЗ) перед облучаемой поверхностью мишени.

В нашем случае длительность импульса электронов $t_I = 24$ ns одного порядка со временем акустической релаксации (например, для KCl $t_{AR} \approx 75$ ns), в связи с чем расчет АИ выполнен следующим образом. Весь импульс тока ИЭП разбивался на непрерывную последовательность моноэнергетических импульсов длительностью не более 0.1 ns, для которых рассчитывался профиль плотности поглощенной энергии и, согласно (2), — контур АИ. Полный контур АИ в конце импульса облучения определялся на основе принципа суперпозиции звуковых волн. Величина скорости звука, использованная при расчетах, определялась экспериментально и сопоставлялась с известными справочными данными. Значения параметра Грюнайзена взяты из работы [14].

Результаты расчетов профиля поглощенной энергии и динамики формирования акустического импульса

Закономерности формирования АИ и профиля плотности поглощенной энергии при изменении геометрии облучения и плотности тока ИЭП, полученные для ряда щелочно-галогидных кристаллов, качественно подобны. В связи с этим ниже приведены основные результаты расчета для кристалла KBr.

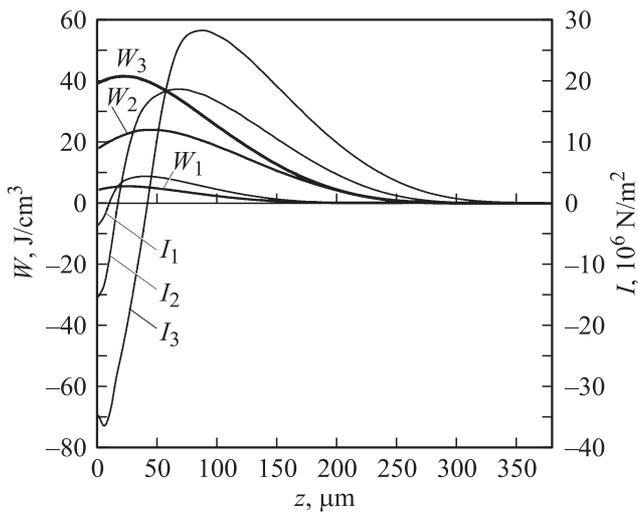


Рис. 1. Рассчитанные формы акустического импульса (I) и профили распределения поглощенной энергии (W) в кристалле KBr через 6 (I_1), 12 (I_2), 24 ns (I_3) от начала импульса облучения в короткозамкнутой геометрии облучения при плотности тока ИЭП 250 A/cm^2 .

Типичная динамика формирования АИ в КЗ-геометрии облучения для кристалла KBr представлена на рис. 1. Напряжения растяжения соответствуют отрицательным значениям акустического импульса I . Из данных следует, что при длительности импульса тока ИЭП 24 ns форма АИ на момент окончания импульса возбуждения отличается от профиля энерговыделения. Это связано с тем, что, начиная с времени падения электронов с максимальной энергией (примерно половины длительности импульса), пробег электронов каждого следующего моноимпульса уменьшается, так как уменьшается их энергия. В то же время передний фронт импульса сжатия распространяется в глубь кристалла. Между максимумом импульса сжатия и облучаемой поверхностью образуется область нулевых напряжений, которая со временем облучения смещается в глубь кристалла. Координаты области нулевых напряжений и максимумов импульсов сжатия и растяжения на момент окончания ИЭП, рассчитанные для ряда щелочно-галогенидных кристаллов, определяются тормозной способностью вещества и скоростью звука.

На рис. 2 представлены результаты расчета распределения плотности поглощенной энергии и формы АИ для фиксированной величины вакуумного зазора при увеличении плотности тока ИЭП. Увеличение плотности тока ИЭП приводит к усилению эффекта торможения электронов пучка в электрическом поле инжектированного заряда. Наиболее сильное торможение испытывают электроны заднего фронта импульса тока. В результате уменьшается доля поглощенной энергии ИЭП, профиль ее распределения и, как следствие, изменение формы АИ. Увеличение амплитуды АИ с ростом плотности тока носит сублинейный характер.

На рис. 3 представлены результаты расчета профиля поглощенной энергии и формы АИ при наличии вакуумного зазора перед облучаемой поверхностью для фиксированной плотности тока ИЭП. Увеличение величины вакуумного зазора перед облучаемой поверхностью приводит как к уменьшению поглощенной энергии, так и к изменению профиля ее распределения. Это обусловлено усилением эффекта торможения электронов в поле инжектированного объемного заряда [13]. Уменьшение поглощенной энергии сопровождается уменьшением амплитуд импульсов сжатия и растяжения и изменением формы АИ.

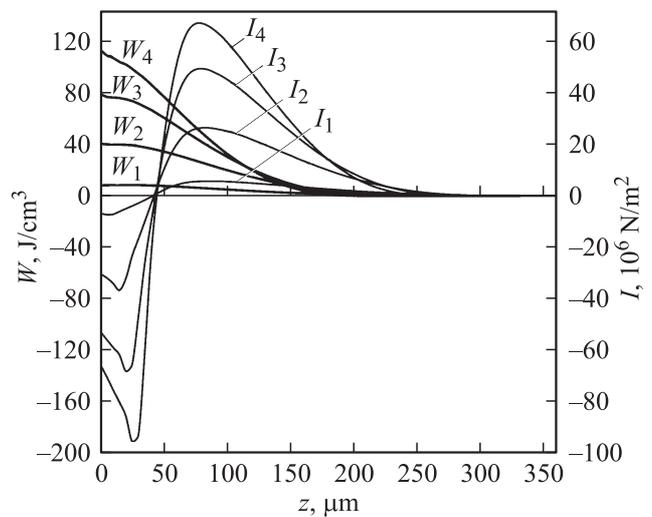


Рис. 2. Рассчитанные формы распределения плотности поглощенной энергии (W) и акустического импульса (I) в кристалле KBr на момент окончания воздействия ИЭП при величине вакуумного зазора $250 \text{ }\mu\text{m}$ и плотностях тока, A/cm^2 : $1 - 50$, $2 - 250$, $3 - 500$, $4 - 750$.

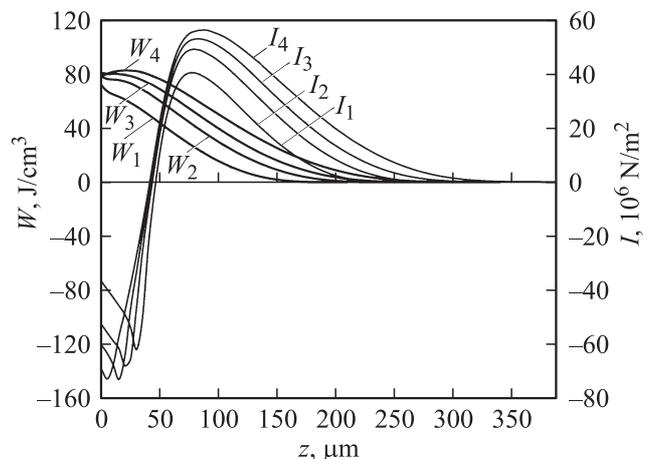


Рис. 3. Рассчитанные формы распределения плотности поглощенной энергии (W) и акустического импульса (I) в кристалле KBr на момент окончания воздействия ИЭП при плотности тока 500 A/cm^2 и величине вакуумного зазора, μm : $1 - 0$, $2 - 100$, $3 - 250$, $4 - 1000$.

Экспериментальные результаты изучения контура акустического импульса

Представленные на рис. 4, *a* и 5, *a* результаты свидетельствуют о том, что при низких плотностях возбуждения $W \approx 0.1 \text{ J/cm}^2$ в ЩГК формируется биполярный АИ. Амплитуда импульса сжатия несколько меньше амплитуды импульса растяжения, а расстояние между максимумами импульсов сжатия и растяжения зависит от параметров кристалла (тормозной способности вещества, скорости звука), что соответствует результатам расчетов. При облучении сериями импульсов с плотностью энергии больше $\sim 0.2 \text{ J/cm}^2$ в форме АИ наблюдается появление тонкой структуры, заключающейся в возникновении дополнительных максимумов, наложенных на основной АИ, и общее удлинение импульса (рис. 4, *b*). Обнаружено, что в первых импульсах облучения, как правило, возникновение тонкой структуры в форме АИ не сопровождается возникновением трещин или других видов разрушений в области торможения электронов. При этом амплитуда импульса сжатия остается ниже амплитуды импульса растяжения. При воздействии второго импульса облучения происходит некоторое увеличение амплитуды импульса сжатия, резкое уменьшение импульса растяжения с наложенной тонкой структурой, приводящей к увеличению общей длительности АИ и образованию плоскостей раскола, параллельных облучаемой поверхности. Снижение амплитуды импульса растяжения прямо свидетельствует о том, что возникновение плоскостей раскола происходит во время облучения, что приводит к нарушению сплошности среды и условий

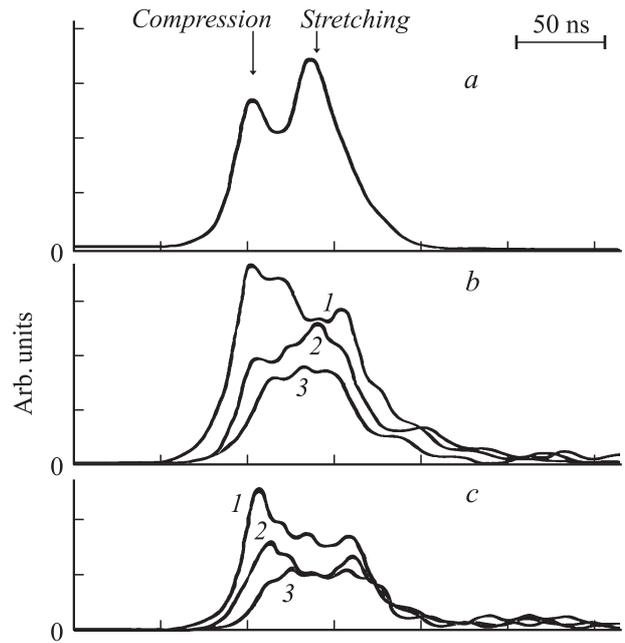


Рис. 5. Осциллограммы форм акустического импульса в NaCl при различных плотностях энергии ИЭП, J/cm^2 : *a* — 0.1 (*I* — импульс облучения), *b* — 0.38 (*I*–3 — импульсы), *c* — 0.65 (*I*–3 — импульсы).

формирования импульса растяжения. Увеличение амплитуды импульса сжатия во втором импульсе облучения (см. кривая 2, рис. 4, *b*) обусловлено наложением на основной импульс сжатия акустического импульса, обусловленного развитием электрического пробоя в первой половине импульса облучения. Снижение амплитуды импульса растяжения вызвано появлением плоскостей раскола в области торможения электронов. В третьем импульсе облучения торможение электронов происходит в области кристалла, содержащей плоскости расколов. Наличие плоскостей раскола приводит к наложению и многократному отражению волн сжатия и растяжения, что в итоге снижает амплитуды импульсов сжатия и растяжения в результирующем АИ, выходящим из области торможения электронов.

При плотностях энергии ИЭП, существенно превышающих пороговую плотность ($> 0.35 \text{ J/cm}^2$) для иницирования многоканального электрического пробоя и разрушения ЩГК, изменения формы АИ, отмеченные выше, наблюдаются в первом импульсе облучения. При этом, как правило, полная амплитуда АИ не увеличивается. Развитие остаточных следов многоканального электрического пробоя и трещин в режимах одно- и многократного облучений ИЭП подробно изложено в [15].

Качественно подобные изменения формы АИ наблюдаются и для других ЩГК. В качестве примера на рис. 5 представлены формы АИ для кристалла NaCl при допороговой плотности (*a*) и сверхпороговых плотностях (*b, c*) энергии ИЭП. Из представленных на рис. 5, *a* результатов следует, что при низких плотностях энергии

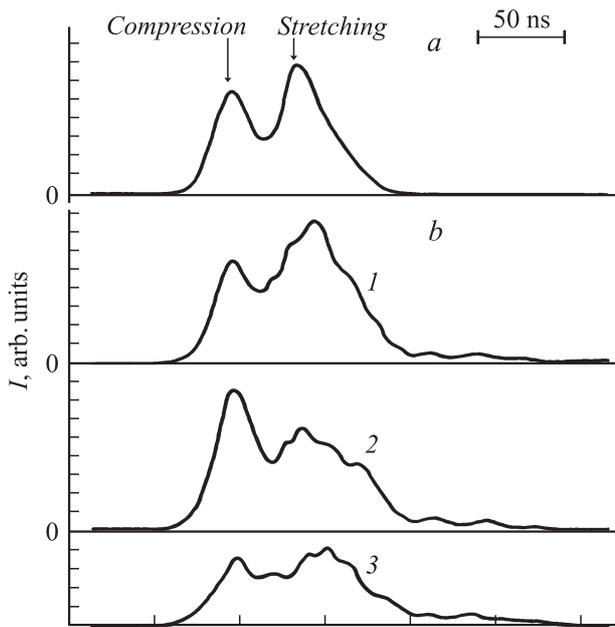


Рис. 4. Осциллограммы форм акустического импульса в KBr при вакуумном зазоре $300 \mu\text{m}$ и плотностях энергии ИЭП, J/cm^2 : *a* — 0.1, *b* — 0.35 (*I*–3 — импульсы облучения).

ИЭП форма АИ соответствует биполярному импульсу сжатия-растяжения и удовлетворительно согласуется с результатами расчета. При превышении пороговой плотности ИЭП образование плоскостей раскола, вызванное многоканальным электрическим пробоем, происходит до времени формирования импульса растяжения и соответственно к уменьшению общей амплитуды (рис. 5, *b*, кривая 1). Снижение амплитуд импульсов сжатия и растяжения в последующих импульсах облучения (рис. 5, *b*, кривые 2, 3) обусловлено дальнейшим увеличением количества плоскостей расколов в области торможения ИЭП. Значительное уменьшение и искажение формы АИ (рис. 5, *c* кривые 1, 2, 3) при плотностях энергии ИЭП, существенно превышающих пороговую плотность для хрупкого разрушения, обусловлено образованием множественных трещин и расколов вплоть до отщепления фрагментов уже в первом импульсе облучения.

Заключение

Из приведенных результатов расчета следует, что форма АИ существенно отличается от профиля распределения поглощенной энергии ИЭП. Это обусловлено в первую очередь тем, что передний фронт импульса сжатия за время облучения успевает уходить в глубь образца на расстояние, сопоставимое с экстраполированным пробегом электронов. В результате в конце импульса облучения вблизи поверхности формируется область растяжения. В связи с этим восстановление профиля поглощенной энергии по форме АИ, как это было предложено в работах [16], для ИЭП с указанными выше параметрами не представляется возможным.

Экспериментально установлено, что отличие формы АИ, измеренной поляризационно-оптическим методом, от расчетной наблюдается при плотностях тока пучка выше некоторых пороговых значений. Возникновение тонкой структуры АИ обусловлено локальным выделением энергии при развитии многоканального электрического пробоя и, таким образом, является индикатором начальной стадии механического разрушения. Экспериментальное изучение формы АИ может быть использовано для установления радиационно-механической прочности материалов к воздействию мощных импульсных электронных пучков.

Список литературы

- [1] Залюбовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища школа, 1986. С. 168.
- [2] White R.M. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 2123.
- [3] Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1857.
- [4] Лисицын В.М., Олешко В.И. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 15.
- [5] Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 320.
- [6] Фрохт М. Фотоупругость. М.–Л.; ОГИЗ, 1948. Т. 1. 432 с.
- [7] Александров А.Я., Ахметзянов М.Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М.: Наука, 1973. 576 с.
- [8] Крастелев Е.Г., Месхи Г.О., Яблоков Б.Н. // ПТЭ. 1976. № 3. С. 39.
- [9] Oswald R.B., McLean J.F.B., Schalhorn D.R., Buxton L.D. // J. Appl. Phys. 1971. N 42. P. 3463.
- [10] Perry F.C. // Appl. Phys. 1970. N 17. P. 408.
- [11] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [12] Штанько В.Ф., Глыбин В.Г., Толмачев В.М. // ЖТФ. 1998. Т. 68. N 4.
- [13] Штанько В.Ф., Толмачев В.М., Глыбин В.Г. Распределение электрического поля в высокоомных материалах при воздействии импульсного электронного пучка. М.: Деп. в ВИНТИ, рег. № 3452D95 от 26.12.95. 35 с.
- [14] Магомедов М.Н. // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30. № 6. С. 1110–1117.
- [15] Штанько В.Ф., Толмачев В.М., Глыбин В.Г., Лисицын В.М. // ФХОМ. 1998. № 3. С. 38–48.
- [16] Беспалько А.А., Геринг Г.И. // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. С. 93.