

08;10;12

## Эволюция акустических импульсов сжатия—растяжения, генерируемых интенсивным электронным пучком наносекундной длительности в твердом теле

© В.И. Быков, Д.И. Вайсбурд, М.И. Чебодаев, А.В. Чернов

Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: vaisburd@nlp.dfe.tpu.edu.ru

(Поступило в Редакцию 28 июля 2003 г.)

Продолжено исследование акустических импульсов сжатия—растяжения, которые генерируются в твердом теле электронным пучком наносекундной длительности. В предыдущих работах исследовали поведение акустических импульсов в ближней волновой зоне. При этом форма импульса задается профилем распределения поглощенной энергии пучка. В настоящей работе впервые изучена эволюция акустических импульсов в процессе их распространения на большие расстояния в толстых образцах и при многократных отражениях в тонких. Показано, что основной вклад в изменение формы импульса вносит дифракция.

### Введение

Исследования нестационарных акустических полей, возникающих в твердом теле под действием ионизирующего излучения, ведутся с 50-х годов XX века. До 1966 г. для возбуждения звука электронами использовались только малоинтенсивные пучки. Первые исследования акустических импульсов, генерируемых сильноточными электронными пучками, выполнены в работах [1,2]. Облучалась вся поверхность образца, пучок был практически однородным по сечению. Длительность импульса облучения  $\tau_{и}$  была много меньше длительности акустического импульса  $R_e/V_L$ , где  $R_e$  — средний пробег электронов,  $V_L$  — скорость продольного звука в образце. В этом случае можно считать, что энергия в образец вводится мгновенно; соответствующую модель называют приближением мгновенного ввода энергии. Смещение поверхности регистрировали лазерным интерферометром в абсолютных единицах. Измеренные зависимости смещений от времени хорошо описываются одномерным волновым уравнением термоупругости, решение которого представляет собой плоскую волну. Первые прямые измерения акустических напряжений, генерируемых сильноточным электронным пучком, выполнены в Лаборатории нелинейной физики Томского политехнического университета [3]. Для регистрации акустических волн использовали пьезоэлектрические датчики. В работе [4] авторы впервые обнаружили и исследовали второй интенсивный вид акустических волн, возбуждаемых в твердой пластине плотным электронным пучком, — изгибные волны. Было показано, что напряжения в изгибной волне сравнимы с напряжениями продольного импульса, а амплитуда смещения может быть на три порядка больше. Были найдены условия, при которых одновременно наблюдаются продольные импульсы сжатия—растяжения и интенсивные изгибные волны.

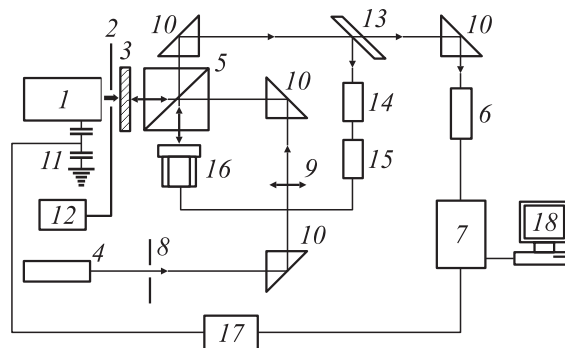
В большинстве предшествующих работ по исследованию продольной волны регистрировали импульсы, путь

которых в образце ненамного превосходил пространственную протяженность самого импульса. В данной работе изучена эволюция акустического импульса сжатия—растяжения, путь которого в образце был намного больше пробега пучка.

### Техника и методика эксперимента

Функциональная схема установки для регистрации акустических полей, возбуждаемых пучками электронов наносекундной длительности, приведена на рис. 1.

Пучок электронов из ускорителя 1 попадает на исследуемый образец 3, который прикреплен к корпусу интерферометра и является одновременно зеркалом в его измерительном плече. Взаимодействие потока электронов с материалом приводит к неравномерному нагреву образца и генерации термоупругих напряжений,



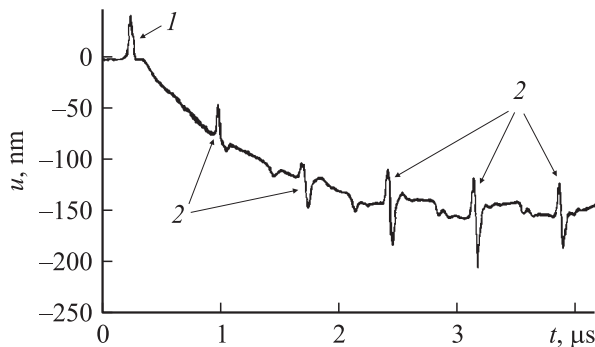
**Рис. 1.** Функциональная схема: 1 — сильноточный электронный ускоритель, 2 — коллиматор, 3 — образец, 4 — лазер ЛГН-224, 5 — интерферометр, 6 — фотоприемник, 7 — осциллограф, 8 — диаграмма, 9 — линза, 10 — поворотная призма, 11 — емкостной делитель, 12 — гальванометр, 13 — стеклянная пластина, 14 — фотоприемник автоподстройки, 15 — усилитель автоподстройки, 16 — пьезокерамический преобразователь, 17 — аттенюатор, 18 — компьютер.

вызывающих деформацию, которая распространяется в виде акустического импульса. Смещение тыльной поверхности образца регистрируется с помощью оптической системы, включающей гелий-неоновый лазер 4, интерферометр Майкельсона 5, фотоприемник 6 и осциллограф 7. Интерферометр Майкельсона помещен вместе с образцом в экспериментальную вакуумную камеру. Изменение интенсивности интерференционной картины, связанное со смещением поверхности образца, регистрируется фотоприемником 6. Электрический сигнал усиливается широкополосным усилителем и поступает на вход запоминающего осциллографа (TDS3000B) 7, который связан с компьютером 18. Более подробно работа установки описана в работе [5].

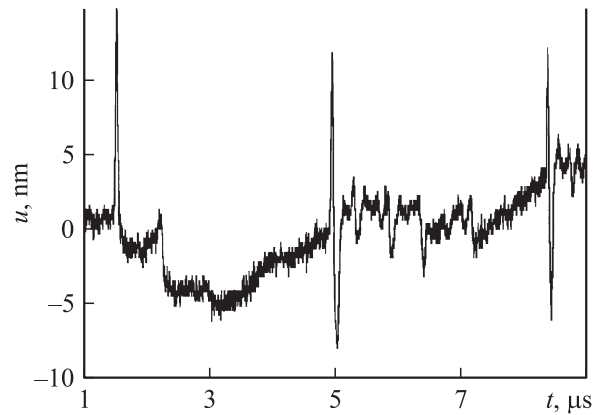
В качестве источника электронов использовали малогабаритный высокоточный ускоритель ДЖИН. Основные параметры пучка электронов: верхняя энергия электронов 0.35 MeV, длительность импульса 5–30 ns, плотность тока 0.1–1000 A/cm<sup>2</sup>. Диаметр пучка варьировали коллиматором в интервале 1.5–12 mm. Образцы металлов (меди, сплава алюминия Д16Т) и полупроводников (кремния, германия) были изготовлены в виде круглых пластин, отполированных с одной стороны, диаметром 8–62 mm, толщиной 1–50 mm. Образцы нелинейных оптических элементов на основе кристаллов бетабората бария ВВО и дигидрофосфата калия KDP представляли собой параллелепипеды (12 × 11 × 6.45 mm 20.6 × 20.6 × 20.6 mm соответственно), на тыльную поверхность которых был нанесен зеркальный слой.

## Экспериментальные результаты

На рис. 2, 3 приведены смещения тыльной поверхности образцов при импульсном электронном облучении, полученные из расшифровки интерферограмм. Картина представляет собой последовательность продольных импульсов смещения (первичного и его отражений — эхоимпульсов). Нулевое значение времени соответствует моменту инъекции пучка в мишень.



**Рис. 2.** Смещение тыльной поверхности образца алюминиево-сплав Д16Т. 1 — первичный продольный импульс, 2 — последовательность эхоимпульсов. Диаметр образца 29 mm, толщина 2.35 mm, радиус коллиматора 3.5 mm, флюенс электронов  $4.5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> за импульс.

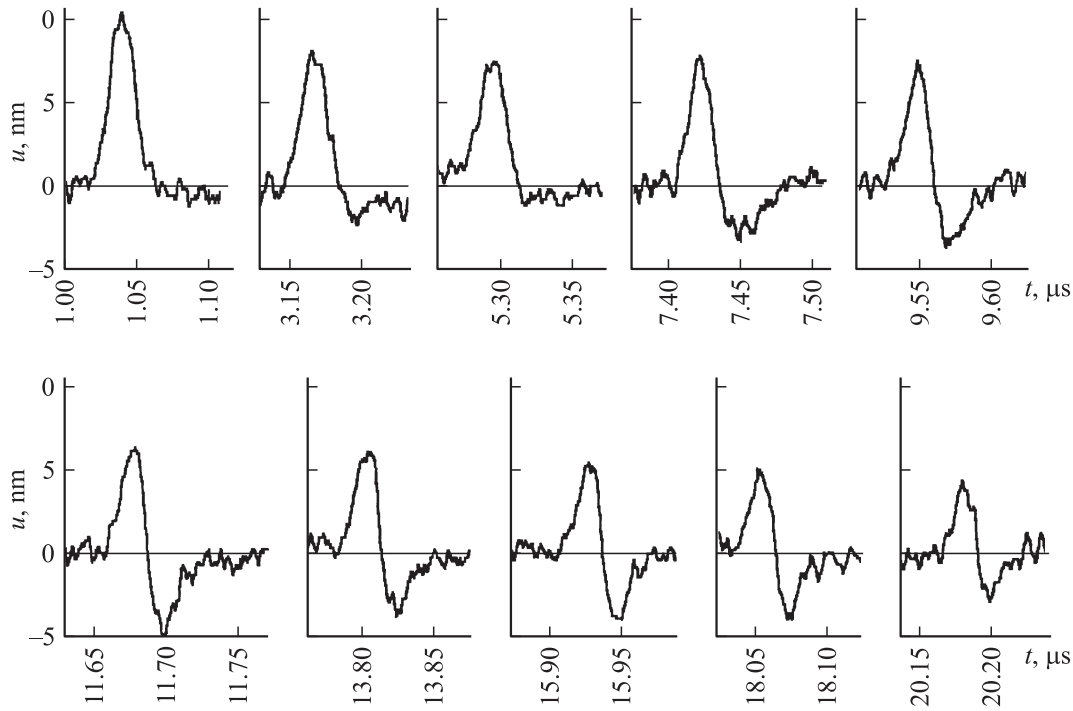


**Рис. 3.** Смещение тыльной поверхности кристалла ВВО. Толщина образца 9.70 mm, радиус коллиматора 2.5 mm, флюенс электронов  $1.1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> за импульс.

Сравнивая первичный акустический сигнал и его эхоимпульсы, можно увидеть, что при распространении в образце импульс изменяет форму (рис. 2). Начальный однополярный импульс смещений постепенно становится биполярным и симметричным (дифференцируется), а его длительность увеличивается. Эксперименты показали, что эффект дифференцирования продольного импульса является универсальным и проявляется в различных типах материалов (рис. 2–4). Время, за которое биполярный импульс смещения становится полностью симметричным, зависит от продольной скорости звука и размеров зоны облучения. Это позволяет предположить объемный характер наблюдаемого явления, связанный с дифракцией. Наиболее показательными являются эксперименты на монокристаллах. Эти материалы характеризуются слабым затуханием звука. На рис. 4 приведены экспериментально наблюдаемый импульс смещения в образце кремния и его эхоимпульсы. Разброс значений флюенса пучка в эксперименте составил не более 10%, что обеспечило высокую повторяемость интерферограмм. Устанавливая необходимую задержку на осциллографе, наблюдали подробное изображение как первичного продольного акустического импульса, так и его эхоимпульсов.

## Волновое уравнение

Распространение акустического импульса, индуцированного плотным электронным пучком наносекундной длительности (см. рис. 5) хорошо описывается одномерным уравнением термоупругости, если расстояние  $h$  от облученной поверхности образца до точки наблюдения сравнимо с глубиной проникновения электронного пучка в мишень. Увеличение расстояния  $h$  приводит к значительным отклонениям расчетных акустических полей от экспериментальных результатов, поэтому необходимо рассматривать полную систему уравнений термоупругости.



**Рис. 4.** Эволюция акустического импульса смещений тыльной поверхности кремния [111]. Диаметр образца 29 mm, толщина 9.90 mm, радиус коллиматора 3.5 mm, флюенс электронов  $2.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  за импульс.

Поскольку диаметр коллиматора значительно меньше диаметра мишени, а ее толщина много больше глубины проникновения пучка, то рассматривается бесконечное полупространство  $x > 0$ . Время формирования акустического импульса много меньше времени температурной релаксации, поэтому можно в уравнении коэффициент теплопроводности приравнять нулю. Процесс распространения акустического импульса считается адиабатическим, это приводит к связанной задаче термоупру-

гости. Тогда для изотропной среды уравнения термоупругости для скалярного потенциала и поперечной компоненты смещения запишется в виде [6]

$$\begin{cases} \ddot{\Phi} - V_L^2 \Delta \Phi = -\Gamma W, \\ \ddot{\mathbf{u}}^{(T)} - V_T^2 \Delta \mathbf{u}^{(T)} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\Phi$  — скалярный потенциал;  $\mathbf{u}^{(T)}$  — поперечная составляющая вектора смещений;  $V_L, V_T$  — скорости продольной и поперечной звуковых волн;  $\Delta$  — оператор Лапласа;  $\Gamma$  — параметр Грюнайзена,

$$W(\mathbf{r}, t) = \int_0^t d\tau M_d(\mathbf{r}, \tau),$$

где  $M_d(\mathbf{r}, t)$  — мощность поглощенной дозы.

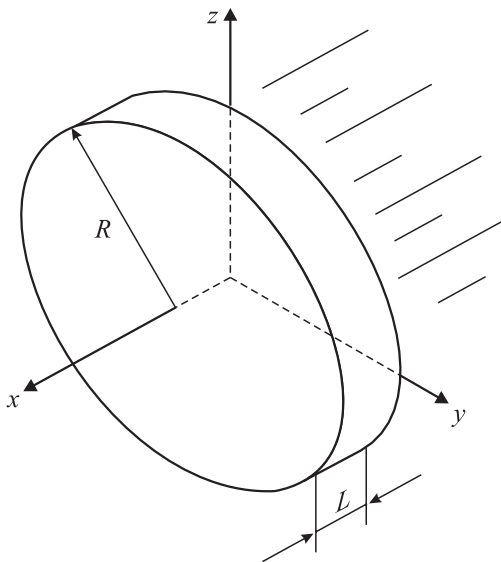
В начальный момент времени образец покоится и не деформирован. Начальные условия

$$\begin{cases} \Phi(\mathbf{r}, 0) = 0, & \mathbf{u}^{(T)}(\mathbf{r}, 0) = 0, \\ \dot{\Phi}(\mathbf{r}, 0) = 0, & \dot{\mathbf{u}}^{(T)}(\mathbf{r}, 0) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Нормальные компоненты тензора напряжений на границе равны нулю, поскольку граница свободна. Граничные условия при  $x = 0$

$$\begin{cases} V_L^2 u_{x,x} + (V_L^2 + 2V_T^2) (u_{y,y} + u_{z,z}) = \Gamma W, \\ u_{x,y} + u_{y,x} = 0, \\ u_{x,z} + u_{z,x} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где  $u_i = u_i^{(L)} + u_i^{(T)}$ ,  $u_{ik} = \partial u_i / \partial x_k$ ,  $u_i^{(L)}$  —  $i$ -ая компонента продольной составляющей вектора смещений.



**Рис. 5.** Схема облучения образца:  $R$  — радиус,  $L$  — толщина.

Поперечной составляющей смещений можно пренебречь ввиду ее малости, поскольку она не имеет источника и рождается в результате отражения продольной составляющей волны смещений от границы. Так как среднее значение модуля градиента мощности поглощенной дозы вдоль  $x$  много больше среднего значения модуля градиента в поперечном направлении, то из первого уравнения системы (1) получим соотношение  $u_x \gg u_y \approx u_z$ .

Оценка среднего значения вторых частных производных мощности поглощенной дозы позволяет получить соотношения между производными продольного импульса смещений

$$u_{x,x} \gg u_{x,y} \approx u_{x,z} \approx u_{y,x} \approx u_{z,x} \\ \gg u_{y,y} \approx u_{z,z} \approx u_{y,z} \approx u_{z,y}.$$

В результате из системы уравнения (1) остается одно на  $x$ -компоненту продольных смещений

$$\ddot{u} - V^2 \Delta u = -\Gamma \partial W / \partial x, \quad (4)$$

где  $u \equiv u_x^{(L)}$ ,  $V \equiv V_L$ .

Граничное условие при  $x = 0$  для  $x$ -компоненты продольных смещений запишется в виде

$$\lim_{x \rightarrow 0} \left( \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial x} - \frac{\Gamma}{V^2} W(x, y, z, t) \right) = 0. \quad (5)$$

Краевую задачу (4), (5) с нулевыми начальными условиями заменим эквивалентной задачей Коши с нулевыми начальными условиями

$$\ddot{u} - V^2 \Delta u = -\Gamma \partial \tilde{W} / \partial x, \quad (6)$$

где  $\tilde{W}$  — антисимметричное продление функции  $W$  в левое полупространство  $x < 0$ .

Решение уравнения (6) с нулевыми начальными условиями известно и имеет вид запаздывающего потенциала

$$u(\mathbf{r}, t) = -\frac{\Gamma}{4\pi V^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_{R^3} d\mathbf{r}' \frac{\tilde{W}(\mathbf{r}', t - V^{-1}|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}. \quad (8)$$

## Анализ решения волнового уравнения

Проведем анализ решения волнового уравнения акустического импульса смещений на оси симметрии задачи  $y = z = 0$ , зная конкретный вид функции мощности поглощенной дозы. Для электронного пучка наносекундной длительности мощность поглощенной дозы можно записать в виде произведения продольно-временного  $D(x, t)$  и поперечного распределения дозы. При облучении однородным пучком поперечное распределение дозы хорошо аппроксимируется тета-функцией Хевисайда  $\theta(R - \rho)$ , где  $R$  — радиус коллиматора,  $\rho^2 = y^2 + z^2$ . В этом случае мощность поглощенной дозы

$$M_d(x, y, z, t) = D(x, t) \cdot \theta(R - \rho). \quad (9)$$

В ближней волновой зоне ( $Vt < R$ ) смещение

$$u(x, t) = -\frac{\Gamma}{2V^2} \left[ \int_{x-Vt}^x d\xi w \left( \xi, t - \frac{x-\xi}{V} \right) - \int_x^{x+Vt} d\xi w \left( \xi, t + \frac{x-\xi}{V} \right) \right]. \quad (10)$$

Здесь

$$w = \int_0^t D(x, \tau) d\tau.$$

Решение (10) совпадает с решением одномерного волнового уравнения (см., например, работу [1]), найденным Г.А. Закером [7], которое описывает распространение акустического сигнала в тонких образцах. Для дальней волновой зоны ( $V \cdot t \gg R$ )

$$u(x, t) = -\frac{\Gamma R}{4V^3} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{x-Vt}^x d\xi w \left( \xi, t - \frac{x-\xi}{V} \right) - \int_x^{x+Vt} d\xi w \left( \xi, t + \frac{x-\xi}{V} \right) \right]. \quad (11)$$

Сравнивая выражения (10) и (11), видим, что сигнал в дальней волновой зоне есть производная сигнала в ближней волновой зоне.

## Эволюция акустического импульса смещений

Компьютерный расчет акустического импульса смещений был проведен по формуле (8) на оси симметрии области облучения. Мощность поглощенной дозы задавалась выражением (9)

$$D(x, t) = D(x) \cdot f(t).$$

Здесь  $D(x)$  — продольное распределение дозы, рассчитанное с помощью процедуры, описанной в работе [8];  $f(t)$  — импульс облучения, выбранный в виде  $f(t) = \theta(\tau_p - t)$ , где  $\tau_p$  — длительность импульса облучения, равная 25 ns.

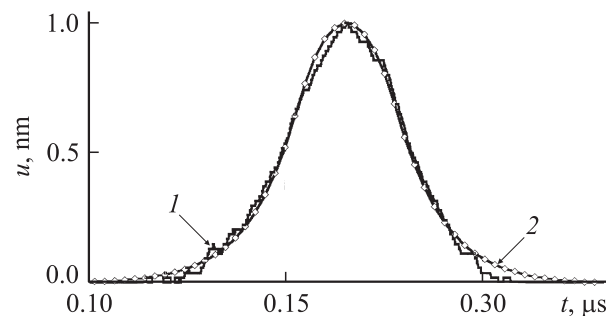
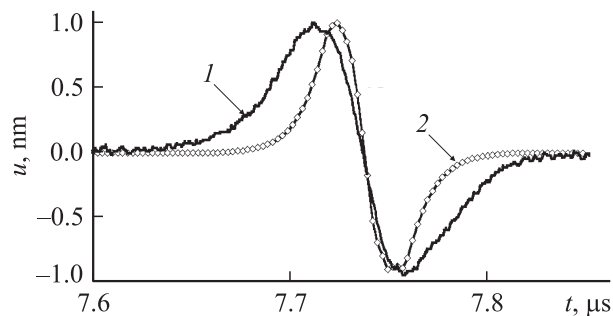
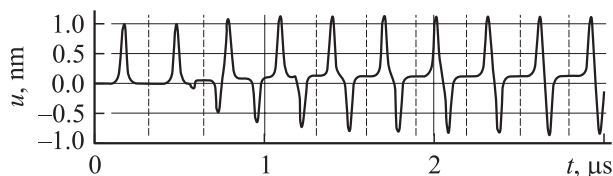


Рис. 6. Акустический импульс смещений в образце Д16Т (ближняя волновая зона). Толщина образца 0.99 mm, радиус коллиматора 3.5 mm. 1 — измеренный, 2 — рассчитанный.



**Рис. 7.** Акустический импульс смещений в образце Д16Т (дальняя волновая зона). Толщина образца 49.50 mm, радиус коллиматора 3.5 mm. 1 — измеренный, 2 — рассчитанный.



**Рис. 8.** Рассчитанная эволюция акустического импульса смещений тыльной поверхности образца Д16Т. Толщина образца 1.0 mm, радиус коллиматора 3.5 mm.

Сравнение экспериментальных данных и компьютерного расчета показывает достаточно хорошее соответствие расчета эксперименту (рис. 6, 7).

В отличие от уравнения дифракции, рассмотренного в работах [9–11], выражение (8) позволяет получить эволюцию акустического импульса смещений от исходного однополярного сигнала в ближней волновой зоне до биполярного, наблюдаемого в дальней волновой зоне (рис. 8). Однако предложенная модель не учитывает процесса затухания акустической волны в образце и не может объяснить наблюдаемое на практике увеличение длительности продольного импульса.

Работа поддержана грантом INTAS (№ 01-458).

## Список литературы

- [1] Oswald R.B. // IEEE Trans. on Nuclear Science. 1966. Vol. NS-13. N 6. P. 63–69.
- [2] Oswald R.B., McLean F.B., Shallhorn D.R., Buxton L.D. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 9. P. 3463–3473.
- [3] Беспалько А.А., Геринг Г.И. // Письма в ЖТФ. 1977. Вып. 4. С. 152–154.
- [4] Бардеништейн А.Л., Быков В.И., Вайсбурд Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. Вып. 2. С. 96–100.
- [5] Беспалько А.А., Быков В.И. // Изв. вузов. Физика. 1997. № 1. С. 82–92.
- [6] Новацкий В. Динамические задачи термоупругости. М.: Наука, 1970. 256 с.
- [7] Zaker T.A. // J. Appl. Mech. 1965. Vol. 86. P. 143–150.
- [8] Tabata T., Ito R. // Nucl. Sci. and Eng. 1974. Vol. 52. P. 226–239.

- [9] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [10] Быков В.И., Чебодаев М.И., Чернов А.В. // Proc. 1<sup>st</sup> Intern. Congress on Radiation Physics, High Current Electronics and Modification of Materials. Vol. I 11<sup>th</sup> Intern. Conf. on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter. Tomsk Polytech University; Novosibirsk: Nauka, 2000. P. 305–310.
- [11] Быков В.И., Чебодаев М.И., Чернов А.В. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 5. С. 77–84.