

Распределение плотности возбуждения в полупроводниковых лазерах на основе ZnSe с накачкой электронным пучком

Е.Н.Донской, Е.В.Жданова, А.Н.Залялов, М.М.Зверев, С.В.Иванов, Д.В.Перегулов, О.Н.Петрушин, Ю.А.Савельев, И.В.Седова, С.В.Сорокин, М.Д.Тарасов, Ю.С.Шигаев

Методом Монте-Карло рассчитано пространственное распределение плотности поглощенной энергии в полупроводниковых лазерах на основе ZnSe при возбуждении электронами с энергией от 2 кэВ до 1 МэВ. Приведены приближенные аналитические выражения для определения поглощенной энергии электронов в ZnSe. Экспериментально определен порог по мощности накачки в полупроводниковой квантоворазмерной структуре на основе ZnSe. Дана оценка порога генерации в подобных структурах в зависимости от энергии электронов.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, накачка электронным пучком, энергия электронов, распределение поглощенной энергии, порог генерации, квантоворазмерная структура.

Полупроводниковые (ПП) лазеры с электронно-лучевой накачкой (ПЛЭН) позволяют получать монохроматический свет в широком спектральном диапазоне [1]. До последнего времени они изготавливались из ПП монокристаллов, и для получения мощного импульсного излучения использовались пучки электронов с энергией $E_0 = 250 - 300$ кэВ [2]. В проекционных приборах на основе ПЛЭН $E_0 = 50 - 70$ кэВ [3, 4], а плотность тока электронов $I > 10$ А/см².

Одной из причин, ограничивающих применение ПЛЭН, является высокое значение E_0 и сопутствующее тормозное излучение, интенсивность которого $J \propto E_0^2 I$ [5]. Благодаря успехам в технологии создания квантоворазмерных лазерных структур с квантовыми ямами (КЯ) [6–9] произошло существенное снижение порога генерации по величинам E_0 и I до абсолютно безопасного уровня. Изготовлены миниатюрные ПЛЭН, работающие при $E_0 = 10$ кэВ [6, 7]. На структурах с волноводом в виде сверхрешетки и активной области, состоящей из КЯ с дробно-монослойной вставкой обогащенных CdSe наностроек, при комнатной температуре и $E_0 = 8 - 10$ кэВ достигнута рекордно низкая пороговая плотность тока $I_{th} = 0.4 - 0.5$ А/см² [8, 9]. В сканирующих лазерах с продольной накачкой электронным пучком благодаря использованию квантоворазмерных многослойных структур удалось достичь при комнатной температуре мощности излучения в несколько ватт и снизить рабочую энергию до 30–40 кэВ [10, 11].

Для повышения коэффициента полезного действия ПЛЭН его многослойная структура должна согласовываться с распределением плотности поглощенной энергии электронного пучка dE/dx по глубине материала. В то же время, в отличие от GaAs и CdS [1, 12], достоверных результатов по распределению dE/dx для ZnSe недостаточно. Так, например, в работах [13, 14] распределения dE/dx даны в относительных единицах по интенсивности возбуждения. Эти данные не соответствуют экспериментальным результатам по зависимости интенсивности катодолуминесценции от энергии электронов [15] и значительно отличаются от полученных в настоящей работе.

Целью настоящей работы является уточнение зависимости $dE/dx = f(E_0)$ и оценка связи I_{th} с dE/dx . В расчетах и экспериментах нами использовалась та же структура (рис. 1), что и в [9]. Пробег электронов с $E_0 = 10$ кэВ в ZnSe составляет доли микрона. Экспериментальное измерение dE/dx для электронов с такой энергией встречает серьезные трудности, поэтому для выяснения зависимости $I_{th} = f(E_0)$ в ПЛЭН на основе квантоворазмерных структур предложен метод сравнения экспериментальных результатов по возбуждению ПЛЭН электронами с существенно большей энергией E_0 с расчетами по надежной математической модели, при использовании которого возможно экспериментальное определение dE/dx .

В экспериментах использовался выполненный по схеме [16] ускоритель, позволяющий получать за окном ус-

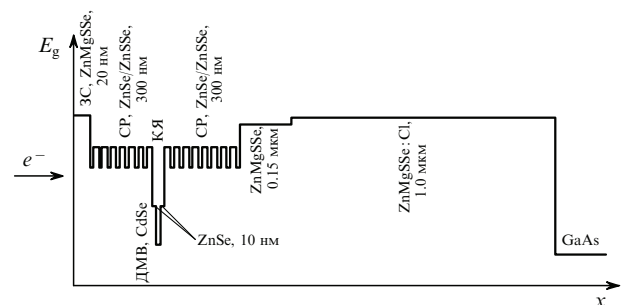


Рис.1. Схема ПП структуры:

E_g – ширина запрещенной зоны; e^- – пучок электронов; ЗС – защитный слой; СР – сверхрешетка; КЯ – квантовая яма; ДМВ – дробно-монослойная вставка.

Е.Н.Донской, А.Н.Залялов, О.Н.Петрушин, Ю.А.Савельев, М.Д.Тарасов, Ю.С.Шигаев. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: tarasov@expd.vniief.ru
Е.В.Жданова, М.М.Зверев, Д.В.Перегулов. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: mzverev@triniti.ru
С.В.Иванов, И.В.Седова, С.В.Сорокин. ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 119021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

Поступила в редакцию 5 марта 2008 г., после доработки – 12 августа 2008 г.

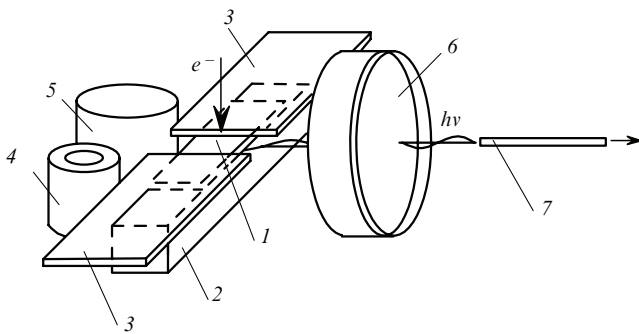


Рис.2. Схема эксперимента:
1 – ПЛЭН; 2 – медная подложка; 3 – медные пластинки; 4 – цилиндр Фарадея; 5 – калориметр; 6 – линза; 7 – волоконный световод.

корительной трубки импульсы электронов с плотностью тока I до 1 кА/см^2 и длительностью импульса тока на полувывоте $t_{0,5} = 2.5 \text{ нс}$ при энергии электронов до 0.4 МэВ и средней энергии электронов в спектре $\bar{E}_0 \approx 0.3 \text{ МэВ}$.

Исследуемый ПЛЭН (рис.2) расположен на медной подложке за щелью шириной 0.25 мм между непрозрачными для электронов медными пластинами толщиной 0.4 мм . Использовалась поперечная геометрия накачки. Свет из полученного методом скола лазерного резонатора Фабри – Перо фокусировался на входной торец ступенчатого многомодового кварц-полимерного волоконного световода, соединенного с ФЭУ СНФТ-8М с наносекундным временным разрешением. Рядом с лазером находились малогабаритный цилиндр Фарадея для измерения плотности тока и калориметр [17] из фольговых хромель-копелевых термопар, сконструированный для регистрации распределения dE/dx в материале ПЛЭН. Средний порядковый номер материала термопар $Z = 28$. Суммарная толщина каждой пары пластин в области спая составляла 7 мкм , их средняя массовая толщина x была равна 58 мг/см^2 . Электроны ускорителя с энергией $E_0 = 0.03 - 0.4 \text{ МэВ}$ проникали на глубину пластин калориметра и ПП материала $x = 850 \text{ мг/см}^2$ (рис.3). Причем на первых значениях x ($x \leq 116 \text{ мг/см}^2$), соответствующих глубине проникновения до 14 мкм , распределение

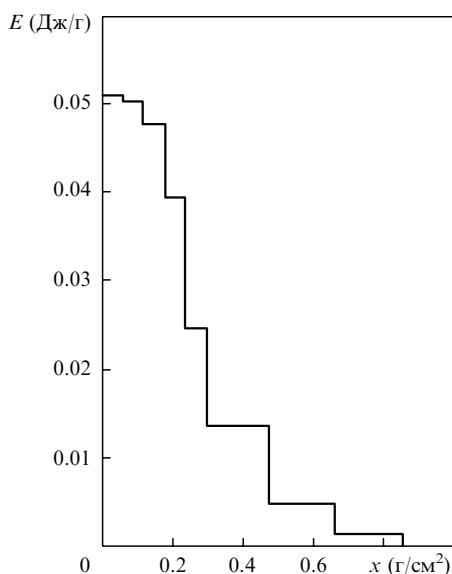


Рис.3. Распределение в калориметре поглощенной энергии пучка электронов с плотностью тока $I = 5.3 \text{ А/см}^2$.

dE/dx было практически равномерным. Зная полуширину импульса тока, можно определить мощность электронного пучка, поглощенную в полупроводнике. Уменьшение плотности электронного тока в плоскости образца осуществлялось в вакууме за счет увеличения расстояния от окна ускорительной трубки.

Взаимодействие электронов с $E_0 \geq 0.002 \text{ МэВ}$ рассчитывалось методом Монте-Карло по второй версии программы ЭЛИЗА [18]. Более ранняя версия этой программы уже достаточно давно используется при аналогичных расчетах с $E_0 \geq 0.01 \text{ МэВ}$ [12]. Вторая версия программы ЭЛИЗА базируется на новых библиотеках сечений взаимодействия γ -квантов, электронов и позитронов с веществом, включая новые данные по релаксации атомных оболочек. Эти библиотеки разработаны на основе библиотек EPDL92 и EPDL97 (γ -кванты) [19, 20], EEDL92 (электроны) [21] и EADL92 (релаксация атомных оболочек) [22], распространяемых Международным агентством по атомной энергии [23], а также на литературных данных для электронов и позитронов.

Проверка самого метода расчета проводилась путем сравнения расчетных значений dE/dx в воздухе и в образцах из Al, Cu, Au, Pb с экспериментальным материалом работ [24–27] для моноэнергетических электронов с E_0 от 0.02 до 1 МэВ . Во всех случаях, часть которых представлена в [12], расчетные и экспериментальные результаты совпадали в пределах $\pm 5\% - 15\%$.

Подавляющая часть полупроводниковой структуры (см. рис.1) состоит из ZnSe ($Z = 32$) и ZnSse ($Z = 26.7$). Расчеты показывают, что при низких энергиях электронов ($E_0 = 0.002 \text{ МэВ}$) величина dE/dx в максимуме распределения у ZnSse на 10% больше, чем у ZnSe. С увеличением E_0 это различие заметно снижается и при $E_0 = 0.03 \text{ МэВ}$ составляет менее 5% . На этом основании все дальнейшие расчеты поглощенной энергии электронов в пределах содержащей ZnSe структуры проводились в предположении, что она состоит из чистого ZnSe. Величина x измерялась в г/см^2 , что ранее использовалось в расчетах dE/dx методом Монте-Карло [28, 29]. Для перевода величины x в сантиметры достаточно разделить ее на плотность в г/см^3 , которая для разных ПП структур может заметно отличаться от плотности монокристалла ZnSe [30].

Расчитанные на ЭВМ распределения dE/dx для электронов с энергией $E_0 = 0.002 - 0.030 \text{ МэВ}$, падающих по нормали к поверхности ПП пластины, показаны на рис.4.

В результате аппроксимаций получено, что dE/dx можно представить в том же виде, что и в работе [1]:

$$dE/dx = (dE/dx)_{\max} f(\xi), \quad (1)$$

где $(dE/dx)_{\max}$ – потери энергии в максимуме распределения; $\xi = x/x'_0$; x – глубина материала от поверхности ПП, x'_0 – величина, пропорциональная пробегу электронов; $f(\xi)$ – аппроксимация плотности потерь энергии электронов, приведенной в максимуме к единице.

Величины, входящие в (1), найдены методом наименьших квадратов для $0.002 \leq E_0 \leq 0.03 \text{ МэВ}$ с отклонением от расчета не более $\pm 5\%$:

$$(dE/dx)_{\max} = 2.0981 E_0^{-0.6833}, \quad (2)$$

где $(dE/dx)_{\max}$ выражено в $\text{МэВ}\cdot\text{см}^2/(\text{г}\cdot\text{электрон})$, а E_0 – в МэВ ,

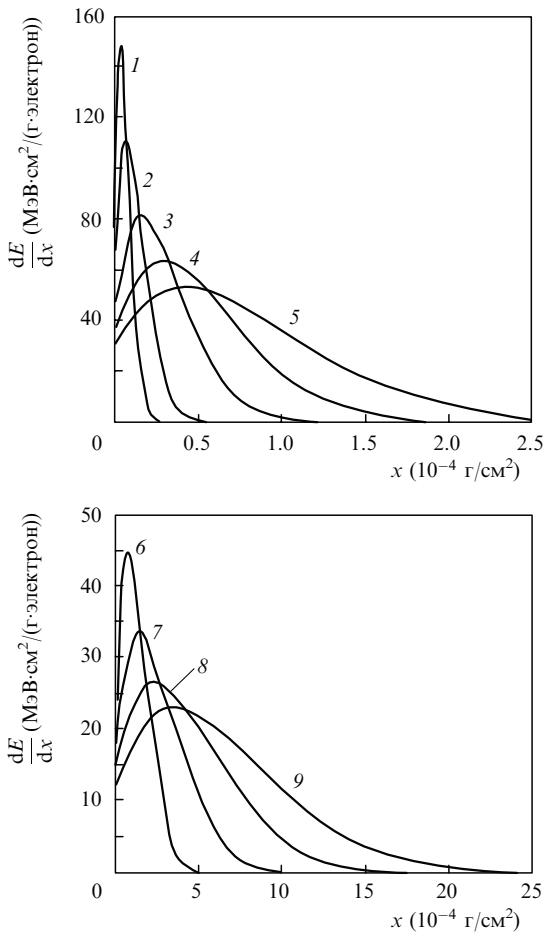


Рис.4. Распределение потерь энергии по глубине ZnSe при $E_0 = 0.002$ (1), 0.003 (2), 0.005 (3), 0.007 (4), 0.009 (5), 0.012 (6), 0.018 (7), 0.024 (8) и 0.030 МэВ (9).

$$f(\xi) = 0.52 \exp(13.94\xi - 93.1\xi^2 + 206\xi^3 - 184\xi^4), \quad (3)$$

$$x'_0 = E_0 [0.28(dE/dx)_{\max}]^{-1} [1 - (E_0 + 3)^{-1.1}] \quad (4)$$

(x'_0 взято в г/см²).

В диапазоне энергий электронов $0.03 \leq E_0 \leq 1$ МэВ вместо (2) используется аппроксимация

$$(dE/dx)_{\max} = 0.96E_0^{-0.86} + 2.8. \quad (5)$$

Выражения (1)–(5) позволяют определить распределение поглощенной энергии электронов в ZnSe без использования мощных ЭВМ со специальным программным обеспечением.

Воспользовавшись представленной выше аппроксимацией, запишем распределение мощности накачки по глубине кристалла в следующем виде:

$$P_n(x) = 10^6 \times I_n (dE/dx)_{\max} f(\xi), \quad (6)$$

где I_n (в А/см²) – плотность тока электронов, падающих по нормали к поверхности полупроводникового материала; P_n выражено в Вт/г.

Как показали эксперименты на ускорителе (рис.5), порог генерации данной структуры зависел от длины L резонатора, что свидетельствует о малости нерезонансных потерь света. При $L = 0.88$ мм порог генерации $I_{n\text{th}}$ составил 5.3 ± 0.8 А/см², что соответствует удельной энер-

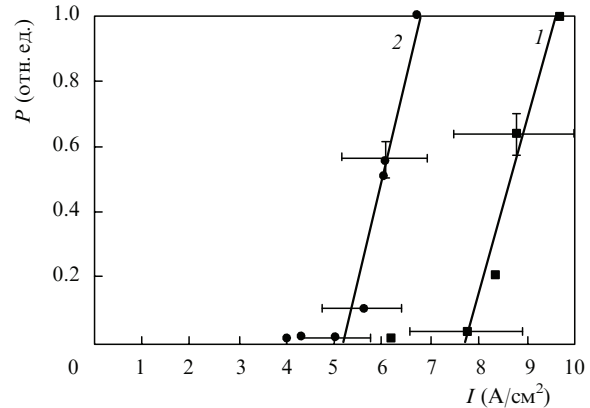


Рис.5. Зависимости мощности генерации ПЛЭН от плотности тока накачки при длине резонатора $L = 0.52$ (1) и 0.88 мм (2).

гии по всей глубине структуры (до подложки GaAs) $E_{\text{th}} = 5.1 \times 10^{-2} \pm 0.8 \times 10^{-2}$ Дж/г. При длительности импульса $t_{0,5} = 2.5$ нс удельная пороговая мощность накачки $P_{\text{th}} = 2 \times 10^7 \pm 0.3 \times 10^7$ Вт/г.

С учетом (6) рассчитаем, какой плотности тока накачки моноэнергетическим электронным пучком соответствует среднее значение $\bar{P}_{\text{th}} = 2 \times 10^7$ Вт/г по области, границы которой определяются сверхрешеткой (рис.1):

$$\bar{P}_{\text{th}} = \frac{10^6 I_{n\text{th}}}{\Delta x} \int_{x_1}^{x_2} (dE/dx)_{\max} f(\xi) dx. \quad (7)$$

Здесь (при плотности материала $\rho = 5.27$ г/см³) $\Delta x = 3.12 \times 10^{-4}$ г/см² – толщина материала, занимаемая СР+КЯ+ДМВ (рис.1); $x_1 = 1.05 \times 10^{-5}$ г/см² – координата начала СР (после защитного слоя толщиной 20 нм); $x_2 = 3.32 \times 10^{-4}$ г/см² – координата конца СР.

Согласно расчетам (рис.6), минимальная пороговая плотность тока $I_{n\text{th}} = 0.7$ А/см², необходимая для получения $\bar{P}_{\text{th}} = 2 \times 10^7$ Вт/г, соответствует энергии электронов $E_0 = 0.015$ МэВ. Возрастание плотности $I_{n\text{th}}$ в области меньших энергий электронов определяется потерями в защитном слое, а ее увеличение в области больших энергий электронов связано с уменьшением $(dE/dx)_{\max}$. Вычисленная пороговая плотность тока при энергии $E_0 = 0.015$ МэВ удовлетворительно согласуется с экспериментально измеренными значениями [8, 9]. Для энергии электронов $E_0 = 0.3$ МэВ, равной средней энергии электронов в спектре ускорителя, $I_{n\text{th}} = 8$ А/см² (рис.6). Отличие от полученного экспериментально значения (5.3 ± 0.8 А/см²) определяется, в первую очередь, суще-

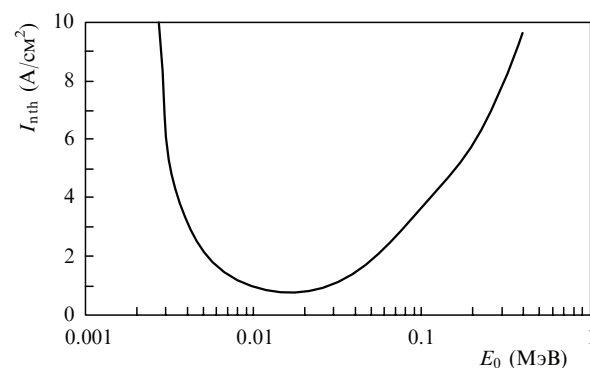


Рис.6. Расчетная зависимость пороговой плотности тока от энергии электронов.

ствованием в спектре ускорителя электронов с меньшей энергией.

Таким образом, зависимость пороговой плотности тока высокоэффективных ПЛЭН на основе квантоворазмерных структур от E_0 определяется, в первую очередь, пространственным распределением энергии накачки. При малых значениях E_0 для точного определения плотности возбуждения необходимо учитывать диффузию неравновесных носителей, которая может изменить первоначальные распределения dE/dx . Влияние диффузии носителей будет существенным, если диффузионная длина будет сравнима с глубиной проникновения электронов в структуру. Диффузионная длина в содержащих ZnSe структурах составляет ~ 0.5 мкм (2.6×10^{-4} г/см²) [31]. В этом случае учет диффузии носителей необходим, если энергия электронов накачки не превышает 10–20 кэВ, и тогда полученные выше уравнения могут использоваться в качестве первичных. Для больших энергий электронов накачки приведенные выше результаты могут быть напрямую использованы для оценок пороговых характеристик и размеров полупроводниковой структуры из материалов, близких к ZnSe по среднему порядковому атомному номеру.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, проект № 3754.

1. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. *Полупроводниковые лазеры* (М.: Наука, 1976).
2. Богданкевич О.В. *Квантовая электроника*, **21** (12), 1113 (1994).
3. Олихов И.М. *Электроника: НТБ*, № 3–4, 25 (1998).
4. Богданкевич О.В., Меерович Г.А., Олихов И.М., Садчихин А.В. *Радиотехника и электроника*, **44** (8), 901 (1999).
5. Хараджа Ф.Н. *Общий курс рентгенотехники* (М.: Энергия, 1966).
6. Molva E., Accomo R., Labrunie G., Cibert J., Bodin C., Dang L.S., Fenillet G. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 796 (1993).
7. Herve D., Accomo R., Molva E., Vanzetti L., Paggel J.J., Sorba L., Franciosi A. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (15), 2144 (1995).
8. Зверев М.М., Иванов С.В., Перегудов Д.В., Седова И.В., Сорокин С.В., Копьев П.С. *Квантовая электроника*, **34** (10), 909 (2004).
9. Зверев М.М., Гамов Н.А., Жданова Е.В., Перегудов Д.В., Студенов В.Б., Иванов С.В., Седова И.В., Сорокин С.В., Гронин С.В., Копьев П.С. *Письма в ЖТФ*, **33** (24), 1 (2007).
10. Басов Н.Г., Дианов Е.М., Козловский В.И., Крыса А.Б., Насибов А.С., Попов Ю.М., Прохоров А.М., Трубенко П.А., Щербаков Е.А. *Квантовая электроника*, **22** (8), 756 (1995).
11. Basov N.G., Dianov E.M., Kozlovsky V.I., Krysa A.B., Nasibov A.S., Popov Yu.M., Prokhorov A.M., Trubenko P.A., Shcherbakov E.A. *Laser Phys.*, **6** (3), 608 (1996).
12. Богданкевич О.В., Донской Е.Н., Коваленко В.А., Паниткин Ю.Г., Тарасов М.Д. *Квантовая электроника*, **10** (11), 2236 (1983).
13. Trager-Cowan C., Yang F., O'Donnell K.P. *Adv. Mater. Optics and Electronics*, **3**, 295 (1994).
14. Trager-Cowan C., Bagnall D.M., McGow F., et al. *J. Crystal Growth*, **159**, 618 (1996).
15. Zverev M.M., Peregoudov D.V., Zdanova E.V., Gamov N.A., Studionov V.B., Ivanov S.V., Sorokin S.V., Sedova I.V., Kopev P.S., Le-Si-Dang. *14 Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»* (St.-Petersburg, 2006, p. 27).
16. Белкин Н.В., Тараканов М.Ю., Тарасов М.Д. *ИТЭ*, № 6, 133 (1987).
17. Сучков В.П., Тарасов М.Д., Щербак Ю.П. *ИТЭ*, № 5, 58 (1987).
18. Донской Е.Н. *Сб. докл. VI Междотраслевой конф. по радиационной стойкости* (Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, с. 93).
19. Cullen D.E., Chen M.H., Hubbell J.H., Perkins S.T., Plechaty E.F., Rathkopf J.A., Scofield J.H. *LLNL, Report UCRL-50400*, **6**, Rev.4 (October, 1989).
20. Cullen D.E., Hubbell J.H., Kissel L. *LLNL, Report UCRL-50400*, **6**, Rev. 5 (September, 1997).
21. Cullen D.E., Perkins S.T., Seltzer S. M. *LLNL, Report UCRL-50400*, **31** (November 1991).
22. Perkins S.T. et al. *LLNL, Report UCRL-50400*, **30** (October, 1991).
23. Cullen D.E., Chen M.H., Hubbell J.H., Perkins S.T., Plechaty E.F., Rathkopf J.A., Scofield J.H. *LLNL, Report IAEA-NDS-158* (September 1994); <http://www-nds.iaea.org/EPDL97/>.
24. Von A., Grun E.Z. *Naturf.*, **12a** (2), 89 (1957).
25. Cosslett V.E., Tomas R.N. *Brit. J. Appl. Phys.*, **15** (8), 883 (1964).
26. Cosslett V.E., Tomas R.N. *Brit. J. Appl. Phys.*, **16**, 779 (1965).
27. Nakai Y. *Jpn J. Appl. Phys.*, **2** (12), 743 (1963).
28. Баранов В.Ф. *Дозиметрия электронного излучения* (М.: Атомиздат, 1974).
29. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. *Введение в теорию прохождения частиц через вещество* (М.: Атомиздат, 1978).
30. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. *Физические величины: Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
31. Kozlovsky V.I., G.Sadofyev Yu. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **18** (3), 1538 (2000).