2012 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACTUAL PROBLEMS OF ELECTRONIC INSTRUMENT ENGINEERING (APEIE) – 30057 PROCEEDINGS

APEIE – 2012

In 7 Volumes

Volume 2

Novosibirsk
2012

МАТЕРИАЛЫ XI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

АПЭП – 2012

В 7 томах

Том 2

Новосибирск
2012

2012 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACTUAL PROBLEMS OF ELECTRONIC INSTRUMENT ENGINEERING (APEIE) – 30057 PROCEEDINGS

APEIE – 2012

МАТЕРИАЛЫ XI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

АПЭП – 2012

2012 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACTUAL PROBLEMS OF ELECTRONIC INSTRUMENT ENGINEERING (APEIE) – 30057 PROCEEDINGS

IEEE Catalog Number: CFP12471-PRT

ISBN: 978-1-4673-2839-5

Information about proceedings placed in http://apeie.conf.nstu.ru

© Novosibirsk State Technical University, 2012

© Новосибирский государственный технический университет, 2012

2012 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACTUAL PROBLEMS OF ELECTRONIC INSTRUMENT ENGINEERING (APEIE) – 30057 PROCEEDINGS

APEIE – 2012

In 7 Volumes

Volume 2

Novosibirsk, October 2 – 4, 2012

МАТЕРИАЛЫ XI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

АПЭП – 2012

В 7 томах

Том 2

Новосибирск, 2 – 4 октября, 2012

ORGANIZERS
ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

	Ministry of Education and Science of Russian Federation **Министерство образования и науки Российской Федерации**
	Novosibirsk State Technical University **Новосибирский государственный технический университет**
	Institute of Electrical and Electronics Engineers **Американский институт инженеров электротехники и электроники**

	NSTU. Radio Engineering, Electronics and Physics Faculty **НГТУ. Факультет радиотехники, электроники и физики**
	Siberian State Research Institute of Metrology **Сибирский государственный научно-исследовательский институт метрологии**
	Academy of Medical-Technical Sciences of Russian Federation Siberian Branch **Академия медико-технических наук Российской Федерации СО**
	A.S.Popov Siberian Scientific-Technical Society for Radio Engineering, Electronics and Telecommunications **Сибирское научно – техническое общество радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова**
	LLC «Power Electronic of Siberia» **ООО «Силовая электроника Сибири»**

INTERNATIONAL PROGRAMME COMMITTEE
МЕЖДУНАРОДНЫЙ ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Chairman:	**Председатель:**
Dr. N. V. Pustovoi	д.т.н., проф. Пустовой Н.В.
Vice-Chairman:	**Заместитель председателя:**
Dr. Yu. A. Palchun	д.т.н., проф. Пальчун Ю.А.
Members:	**Члены комитета:**
Dr. H. Weiss	д.т.н., проф. Вайс Х.
Dr. M. Kazmierkowski	д.т.н., проф. Казмиерковски М.
Dr. R. Strzelezki	д.т.н., проф. Стржелецки Р.
Dr. D. Tien	проф. Тиен Д.
Dr. F. F. Philippoff	д.т.н., проф. Филиппов Ф.Ф.
Dr. U. Egger	проф. Эггер У.
Dr. S. N. Bagaev	д.ф.-м.н., Багаев С.Н.
Dr. M.B.Shtark	д.б.н. Штарк М.Б.
Dr. Ye. B. Tsoi	д.т.н., проф. Цой Е.Б.
Dr. V.A.Maistrenko	д.т.н., проф. Майстренко В.А.
Dr. O. P. Novozhilov	д.т.н., проф. Новожилов О.П.
Dr. V. N. Strunin	д.ф.-м.н., проф. Струнин В.Н.

NATIONAL ORGANIZING COMMITTEE
НАЦИОНАЛЬНЫЙ КОМИТЕТ

Chairmen:	**Председатели:**
Dr. A.G.Vostretsov	д.т.н., проф. Вострецов А.Г.
Dr. V. A. Gridchin	д.т.н., проф. Гридчин В.А.
Dr. L.I.Lisitsyna	д.т.н., проф. Лисицына Л.И.
Dr. V.A.Khrustalev	д.т.н., проф. Хрусталев В.А.
Vice-Chairmen:	**Заместители председателя:**
Dr. V. K. Makukha	д.т.н., проф. Макуха В. К.
Dr. V.F. Matveichuk	к.т.н. Матвейчук В.Ф
Dr. L. G. Plavsky	к.т.н., проф. Плавский Л.Г.
Dr. S. A. Kharitonov	д.т.н., проф.Харитонов С.А.
Secretaries:	**Секретари:**
A.N.Kuzmin	Кузьмин А.Н.
A.V.Markov	Марков А.В.
A.V.Mokrousov	Мокроусов А.В.
Z. N. Pedonova	Педонова З.Н.
Members:	**Члены комитета:**
Dr. A. A. Bataev	д.т.н., проф. Батаев А.А.
Dr. I. A. Bakhovtsev	к.т.н., доц. Баховцев И.А.
T. I. Belova	Белова Т.И.
Dr. B.K. Bogomolov	к.ф.-м.н., доц. Богомолов Б.К.
Dr. S. V. Brovanov	к.т.н., доц. Брованов С.В.
Dr. I. N. Burdinsky	к.т.н., доц. Бурдинский И.Н.
Dr. A. S. Vostrikov	д.т.н., проф. Востриков А.С.
Dr. A. V. Gridchin	к.т.н., доц., Гридчин А.В.
Dr. V.P.Dragunov	к.ф.-м.н., проф. Драгунов В.П.
Dr. G.S. Zinoviev	д.т.н., проф. Зиновьев Г.С.
N. P. Onitshenko	Онищенко Н.П.
Dr. B.Yu.Lemeshko	д.т.н., проф. Лемешко Б.Ю.
Dr. N. D. Malutin	д.т.н., проф. Малютин Н.Д.
Dr. Yu.P. Meshalkin	д.ф.-м.н., проф. Мешалкин Ю.П.
Dr. Yu.A. Pasynkov	д.т.н., проф. Пасынков Ю.А.
Dr. G.I. Peredelsky	д.т.н., проф. Передельский Г.И.
Dr. G.S. Sadovoi	к.т.н., доц.Садовой Г.С.
Dr. A.A. Spektor	д.т.н., проф. СпекторА.А.
Dr. S.V. Spoutai	к.т.н., доц.Спутай С.В.
Dr. A. N. Sychev	д.т.н., проф. Сычев А.Н.
Dr. P.E. Trojan	к.т.н., доц. Троян П.Е.
Dr. G. Ya. Shaidurov	д.т.н., проф. Шайдуров Г.Я.
Dr. V.D.Yurkevich	д.т.н., проф. Юркевич В.Д.
Dr. A. N. Yakovlev	к.т.н., проф. Яковлев А.Н.

CONTENTS OF THE CONFERENCE PROCEEDINGS BY VOLUMES

Volume 1	Selected Papers in English.
Volume 2	Electron-Physical Section. Solid-State, Vacuum and Plasma Electronics: Physical Processes, Technologies (including nanotechnologies and nanomaterials), Equipment, Devices.
Volume 3	Metrology and Metrological Instrumentation. Measuring Units, Devices and Systems. Information Protection.
Volume 4	Radio Engineering (Image Processing. Radio- and Hydro – Location Signals Processing, Target Models. Radio-Engineering Devices and Systems). Telecommunications, Design and Technology of Radio-Engineering Devices.
Volume 5	Lasers and their Application. Photonics. Medical Electronic Instrumentation.
Volume 6	Modelling and Computing Techniques.
Volume 7	Automation Devices and Control Systems. Power Electronics and Mechanotronics.

СОДЕРЖАНИЕ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТОМАМ

Том 1	Избранные труды на английском языке.
Том 2	Электронно-физическая секция. Твердотельная, вакуумная и плазменная электроника: физические процессы, технологии (включая нанотехнологии и наноматериалы), оборудование, приборы.
Том 3	Метрология и метрологическое обеспечение. Измерительные приборы, устройства и системы. Защита информации.
Том 4	Радиотехника (обработка изображений; обработка радио- и гидролокационных сигналов, модели целей; радиотехнические устройства и системы). Телекоммуникации, конструирование и технология радиоэлектронных средств.
Том 5	Лазеры и их применение. Фотоника. Медицинская электроника.
Том 6	Моделирование и вычислительная техника.
Том 7	Устройства автоматики и системы управления. Силовая электроника и мехатроника.

Volume 2

Electron-physical section

Solid-State, Vacuum and Plasma Electronics: Physical Processes, Technology (Including Nano-technology and Nano-materials), Equipment, Devices

Том 2

Электронно-физическая секция

Твердотельная, вакуумная и плазменная электроника: физические процессы, технологии (включая нанотехнологию и наноматериалы), оборудование, приборы

Chairmen of the section
Dr. V. A. GRIDCHIN
Dr. L. I. LISITSYNA

Председатели секции
д.т.н., проф. ГРИДЧИН В.А.
д.т.н., проф. ЛИСИЦЫНА Л.И.

Chairmen of the section
Dr. B.K. BOGOMOLOV
Z. N. PEDONOVA
A. V. MOKROUSOV

Секретари
к.ф.-м.н., доц. БОГОМОЛОВ Б.К.
ПЕДОНОВА З.Н.
МОКРОУСОВ А.В.

Формулы Френеля для электрона в гетероструктуре

Е.А. Краснопевцев
Новосибирский государственный технический университет

Аннотация **– Получены коэффициенты прохождения и отражения электронной волны на линейной границе в гетероструктуре** $GaAs/Al_{\tilde{N}}Ga_{1-\tilde{N}}As$ **с неоднородным составом твердого раствора, обобщающие формулы Френеля.**

Ключевые слова **– преломление и рассеяние электрона, формулы Френеля.**

I. ВВЕДЕНИЕ

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА в $GaAs$ около границы с $AlGaAs$ в гетероструктуре $GaAs/Al_CGa_{1-C}As$, показанная на рис. 1 полосой *L*, содержит высоко подвижный двумерный электронный газ. Концентрация алюминия *C* зависит от координаты *x* ступенчатым образом. Разность потенциалов между резервуарами электронов *S* и *D* тянет электроны через гетероструктуру. Эффективная масса, потенциальная энергия и уровни размерного квантования зависят от *C*, и изменяются скачком при $x=0$, что вызывает преломление и рассеяние баллистической электронной волны. Получены коэффициенты прохождения и отражения на линейной границе, обобщающие формулы Френеля.

В работах [1–2] потенциальная энергия электрона в гетероструктуре с однородным составом твердого раствора и одинаковой эффективной массой по всей площади устройства модулируется электрическим полем затвора и используется для создания электронных призм, линз и коммутаторов. В настоящей работе изменение состава твердого раствора приводит к модуляции не только потенциальной энергии, но и эффективной массы и уровней размерного квантования, что позволяет более эффективно управлять электронной волной.

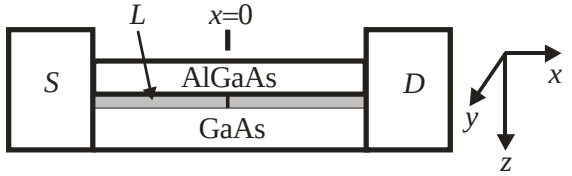


Рис. 1. Гетероструктура с двумерным электронным газом

II. ГАМИЛЬТОНИАН ЭЛЕКТРОНА

Электрон образует стоячую волну в направлении оси *z*, и при низкой концентрации электронного газа находится в подзоне $n=1$ размерного квантования, показанной на рис. 2. В плоскости (x,y) в приближении эффективной массы электрон описывается эрмитовым гамильтонианом [3]

$$\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{m(x)}\frac{\partial}{\partial x}\right)-\frac{\hbar^2}{2m(x)}\frac{\partial^2}{\partial y^2}+U(x). \quad (1)$$

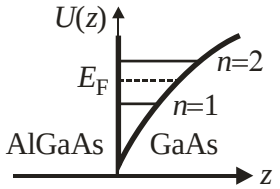


Рис. 2. Размерное квантование

Концентрация алюминия в гетероструктуре изменяется ступенчато C(x)=cH(x), где $H(x)$ – функция Хевисайда. В области 1 при $x<0$ и в области 2 при $x>0$ эффективная масса $m_1=0.068m_0$, m_2=0.068+0.083c)m_0, $\frac{m_2}{m_1}$ =1+1.22c [4], где m_0 – масса свободного электрона. Потенциальная энергия отсчитывается от дна зоны проводимости области 1, как показано на рис. 3, тогда $U_1=0$, $U_2=U_0$, где U_0=0.75c (эВ) при 0≤c≤0,45; U_0=0.75c + 0,69(c-0,45)^2 (эВ) при 0,45≤c≤1 [4].

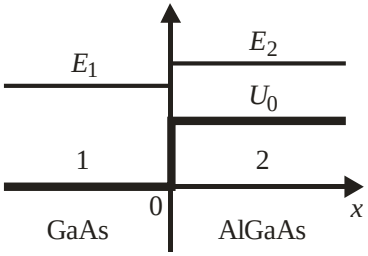


Рис. 3. Потенциальный барьер

978-1-4673-2841-8/12/$31.00 ©2012 IEEE

При движении электрона через барьер сохраняется полная энергия E и поперечный импульс p_y, оператор которого коммутирует с гамильтонианом $[\hat{H}, \hat{p}_y] = 0$. Энергия основного состояния $E_{i,z}$ в потенциальной яме в области $i = 1, 2$ зависит от эффективной массы и от легирующих атомов Si в AlGaAs. Энергия движения в плоскости (x, y) равна $E_i = E - E_{i,z}$. В уравнении Шредингера $\hat{H}\psi = E_i\,\psi$ с гамильтонианом (1) координаты x и y разделены, решение при $E_2 > U_0$ ищем в виде $\psi_i = e^{\frac{i}{\hbar} p_y y}\varphi_i(x)$. Подстановка в уравнение дает

$$-\frac{\hbar^2}{2m_i}\frac{d^2\varphi_i}{dx^2} = E_{i,x}\,\varphi_i, \qquad (2)$$

где $E_{i,x} = E - E_{i,z} - E_{i,y} - U_i = \dfrac{p_{i,x}^2}{2m_i}$,

$E_{i,y} = \dfrac{p_y^2}{2m_i}$. При переходе через барьер $E_{i,x}$ и $E_{i,y}$ не сохраняются, если $m_1 \neq m_2$. Общее решение (2) является суперпозицией бегущих волн

$$\varphi_i(x) = a_1 e^{ik_i x} + a_2 e^{-ik_i x},$$

$$k_i = \frac{p_{i,x}}{\hbar} = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m_i E_{i,x}}. \qquad (3)$$

III. ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА БАРЬЕРЕ

На барьере изменяется направление и модуль вектора импульса, как показано на рис. 4.

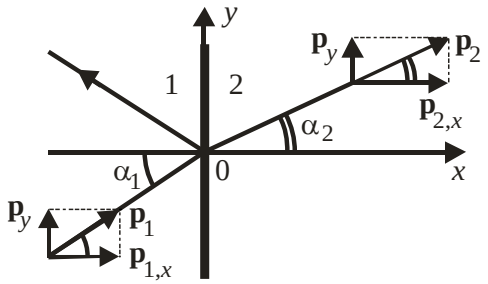


Рис. 4. Преломление на барьере

Сохранение поперечного импульса и полной энергии дает

$$p_{1,y} = p_{2,y} \equiv p_y = p_1 \sin\alpha_1 = p_2 \sin\alpha_2,$$

$$E = \frac{1}{2m_1}p_1^2 + E_{1,z} = \frac{1}{2m_2}p_2^2 + E_{2,z} + U_0.$$

При $E > U_0 + E_{2,z}$ находим относительный показатель преломления на барьере

$$n(E) \equiv \frac{n_2}{n_1} \equiv \frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{p_2}{p_1} =$$

$$\sqrt{\frac{m_2}{m_1}\frac{E_2^{\text{кин}}}{E_1^{\text{кин}}}} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}\frac{E - E_{2,z} - U_0}{E - E_{1,z}}}, \qquad (4)$$

не зависящий от угла падения, что соответствует формуле Снелля. Для вырожденного двумерного газа импульс Ферми $p_F = \hbar\sqrt{2\pi n_S}$ связан с поверхностной концентрацией электронов n_S, тогда из (4) следует известная формула

$$\frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{(n_S)_2}{(n_S)_1}}.$$

Для частных значений показателя преломления с учетом $m_1 < m_2$ получаем:

$n \geq 1$, при

$$E \geq \frac{1}{m_2 - m_1}\left[m_2(U_0 + E_{2,z}) - m_1 E_{1,z}\right];$$

$n < 1$, при $U_0 + E_{2,z} < E <$

$$< \frac{1}{m_2 - m_1}\left[m_2(U_0 + E_{2,z}) - m_1 E_{1,z}\right];$$

$n = \sqrt{m_2 / m_1}$, при $E >> U_0 + E_{2,z}$.

Для $E_{1,z} = E_{2,z}$ выполняется $E_1 = E_2 = E - E_{1,z}$ и из (4) при 0≤c≤0,45, E_1>0.75c получаем

$$n(E_1) = \sqrt{(1 + 1.22c)(1 - 0.75c/E_1)},$$

где энергия измеряется в эВ.

Для $E_1 \leq 0.75\tilde{n}$ преломление отсутствует.

С увеличением энергии E_1>0.75c растет $n(E_1)$. При E_1>>0.75c находим n=$\sqrt{1 + 1.22c}$. Для c=0.45 получаем n(E_1=0.675эВ)=0.88; n(E_1>>0.6эВ)=1.24;. Для $\tilde{n} = 1$ используем $\dfrac{m_2}{m_1} = 2.22$, U_0=0.96эВ, тогда n(E_1>>1эВ)=1.49;

.

IV. РАССЕЯНИЕ НА БАРЬЕРЕ

При переходе электрона из области 1 в область 2 общее решение (3) получает вид

$$\varphi_1(x) = e^{ik_1 x} + r\,e^{-ik_1 x}, \quad \varphi_2(x) = t\,e^{ik_2 x},$$

Из (4) находим

$$p_{1,x} = \sqrt{2m_1(E - E_{1,z})}\cos\alpha_1,$$

$$p_{2,x} = \sqrt{2m_1(E - E_{1,z})}\,n\cos\alpha_2 =$$

$$= \sqrt{2m_1(E - E_{1,z})(n^2 - \sin^2\alpha_1)},$$

$$k_1 = \frac{p_{1,x}}{\hbar} = k\cos\alpha_1, \quad k \equiv \frac{\sqrt{2m_1(E - E_{1,z})}}{\hbar},$$

$$k_2 = \frac{p_{2,x}}{\hbar} = kn\cos\alpha_2 = k\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}. \quad (5)$$

Из условий сшивания волновых функций при $x = 0$ для кристаллических решеток с близкими параметрами [5]

$$\varphi_1(0) = \varphi_2(0), \quad \frac{1}{m_1}\varphi_1'(0) = \frac{1}{m_2}\varphi_2'(0),$$

находим соотношения для амплитуд и коэффициентов прохождения и отражения

$$1 + r = t, \quad 1 - r = \frac{k_2/m_2}{k_1/m_1}t,$$

$$t = \frac{2k_1}{k_1 + k_2 m_1/m_2}, \quad r = \frac{k_1 - k_2 m_1/m_2}{k_1 + k_2 m_1/m_2},$$

$$T = \frac{k_2}{k_1}t^2 = \frac{4k_1k_2}{(k_1 + k_2 m_1/m_2)^2},$$

$$R = r^2 = \left(\frac{k_1 - k_2 m_1/m_2}{k_1 + k_2 m_1/m_2}\right)^2.$$

Подставляем волновые числа и для электронной волны на барьере получаем

$$t = \frac{2\cos\alpha_1\sin\alpha_2}{\cos\alpha_1\sin\alpha_2 + \frac{m_1}{m_2}\sin\alpha_1\cos\alpha_2} = \frac{2\cos\alpha_1}{\cos\alpha_1 + \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}},$$

$$r = \frac{\cos\alpha_1\sin\alpha_2 - \frac{m_1}{m_2}\sin\alpha_1\cos\alpha_2}{\cos\alpha_1\sin\alpha_2 + \frac{m_1}{m_2}\sin\alpha_1\cos\alpha_2} = \frac{\cos\alpha_1 - \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}}{\cos\alpha_1 + \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}},$$

$$T = \frac{4\cos\alpha_1\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}}{\left(\cos\alpha_1 + \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}\right)^2},$$

$$R = \left(\frac{\cos\alpha_1 - \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}}{\cos\alpha_1 + \frac{m_1}{m_2}\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1}}\right)^2. \quad (6)$$

При $m_1 = m_2$ выражения совпадают с оптическими формулами Френеля.

V. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено распространение электронной волны в баллистическом режиме через линейную границу, разделяющую области с разным составом твердого раствора. Преломление описывается обобщенной формулой Снелля (4) с показателем преломления $n = \kappa\sqrt{E_2^{\text{êèí}}/E_1^{\text{êèí}}}$. Множитель $\kappa \equiv \sqrt{m_2/m_1}$ учитывает различие эффективных масс в указанных областях. Для $E_{1,z} = E_{2,z}$ и $\tilde{N}(x) = \tilde{n}\mathrm{H}(x)$ величина $\kappa = \sqrt{1 + 1{,}22\tilde{n}}$ находится в пределах $1 \le \kappa \le 1.49$, что существенно увеличивает показатель преломления. Для энергии электрона $E > \left[m_2(U_0 + E_{2,z}) - m_1E_{1,z}\right]/(m_2 - m_1)$ достигается значение $n > 1$. Также возрастает коэффициент прохождения барьера при одинаковом угле падения, как следует из обобщенной формулы Френеля (6). Приближение линейной границы в гетероструктуре применимо, если ширина переходной области не превышают длины волны де Бройля электрона в плоскости (x, y). Это ограничивает сверху величину тянущего напряжения, приложенного между истоком и стоком на рис. 1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W. Control of ballistic electrons in macroscopic two-dimensional electron systems // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. No. 10. P. 967-969.
Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W. Electron focusing in two-dimensional systems by means an electrostatic lens // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. No. 13. P. 1290-1292.
Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W. Refractive switch for two-dimensional electrons // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. No. 24. P. 2433-2435.

[2] Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем – СПб: Наука, 2001. – 160 с.

[3] Wang X.-H., Gu B.-Y., Yang G.-Z. Coupling between the transverse and longitudinal components of an

electron in resonant tunneling // Phys. Rev. Ser. B. 1997. V. 55. No. 15. P. 9340-9343.

[4] Yong G., Li Y.C., Kong X.J., Wei C.W. Quantum magnetotransport of electrons in double-barrier resonant-tunneling structures // Phys. Rev. Ser. B. 1994. V. 50. No. 23. P. 17249-17255.

[5] Einevoll G.T., Sham L.J. Boundary conditions for envelope functions at interfaces between dissimilar materials // Phys. Rev. Ser. B. 1994. V. 49. No. 15. P. 10533-10543.

Евгений Александрович Краснопевцев окончил физический факультет Новосибирского государственного университета. Кандидатская (1994 г.) и докторская (2006 г.) диссертации посвящены панорамным голографическим и спекл-интерферометрам и применению дробного преобразования Фурье.

Импульсный токовый отжиг поликремниевых тензорезисторов в сенсоре давления

Антон В. Полстянкин, Виктор А. Гридчин
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
pols-mailbox@yandex.ru

***Аннотация* – В работе исследовалось влияние режимов токового отжига на изменение сопротивления поликремниевых тензорезисторов в интегральном сенсоре давления. Метод подгонки сопротивления при помощи токовых импульсов может использоваться для уменьшения начального разбаланса тензорезистивного моста даже после корпусировния кристалла и не требует применения дорогостоящего оборудования. Были исследованы образцы с различной концентрацией легирующей примеси, характер отжига которых качественно отличался. Предложена практическая методика балансировки моста. Представлено качественное описание полученных экспериментальных результатов.**

***Ключевые слова* – импульсный токовый отжиг, сенсор давления, поликремний.**

I. ВВЕДЕНИЕ

ЯВЛЕНИЕ токового отжига впервые было обнаружено в [1]. Оказалось, что при пропускании импульсов тока, с плотностью выше некоторого порогового значения через поликремниевые резисторы, их сопротивление уменьшалось. На сегодняшний день нет единой модели, позволяющей описать механизмы всех явлений, происходящих в поликремниевой пленке при токовом отжиге. Наиболее точной моделью является модель расплавления и сегрегации [2]. Сопротивление аморфных слоев между кристаллитами намного больше, чем сопротивление монокристаллических зерен, поэтому при пропускании тока джоулево тепло выделяется преимущественно на границах кристаллитов. Происходит локальное расплавление граничных слоев, примесь переходит в расплавленную область и после затвердевания образуется канал с большей проводимостью.

Импульсный токовый отжиг имеет большое практическое значение, поскольку он позволяет проводить подгонку сопротивления поликремниевых резисторов в интегральных схемах после пассивации и корпусирования кристалла и не требует использования дорогостоящего оборудования.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В сенсорах давления, рассчитанных на расширенный температурный диапазон (до 250 – 300°C), применяется диэлектрическая изоляция от подложки и поликремниевые тензорезисторы [3,4]. Одним из важных параметров сенсоров давления является начальный разбаланс тензорезистивного моста. Очень часто предъявляются высокие требования к этому параметру, а технологические процессы изготовления резисторов не обеспечивают необходимой точности. В этом случае для подгонки сопротивления тензорезисторов может использоваться импульсный токовый отжиг.

Целью работы является исследование режимов импульсного токового отжига и его применение для подгонки сопротивления тензорезисторов и балансировки моста в сенсорах давления.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И ОБОРУДОВАНИЕ

В работе исследовались поликремниевые резисторы с концентрацией легирующей примеси ~4×10^{19} см$^{-3}$ и ~9×10^{19} см$^{-3}$ (для удобства, далее в этой работе, образцы с концентрацией примеси ~4×10^{19} см$^{-3}$ будут называться слаболегированными, а образцы с концентрацией примеси ~9×10^{19} см$^{-3}$ сильнолегированными). Тензорезисторы имеют форму “собачьей кости”. Размеры тела слаболегированных резисторов составляют 180 × 10 мкм, сильнолегированных – 200 × 20 мкм. Толщина поликремниевой пленки составляет около 500 нм. Пленка легирована бором методом ионной имплантации. Тензорезисторы соединяются алюминиевыми проводниками по схеме разомкнутого моста Уитстона, что упрощает измерение и подгонку отдельных резисторов.

Для исследования токового отжига был разработан и изготовлен генератор импульсов. Он позволяет задавать амплитуду тока в диапазоне 0…100 мА, длительность импульса от 20 мкс до 1000 мс с шагом 5 мкс, количество подаваемых импульсов и временную задержку между соседними импульсами.

978-1-4673-2841-8/12/$31.00 ©2012 IEEE

Блок-схема установки приведена на Рис.1, внешний вид прототипа представлен на Рис.2. Задание параметров отжига и управление производится с клавиатуры на передней панели прибора. Вся необходимая информация отображается на жидкокристаллическом символьном дисплее. Выбор резистора производится переключением тумблеров на передней панели. Также устройство обеспечивает подачу на мост стабилизированного опорного напряжения 2.5 В для измерения начального разбаланса. Измерения проводились с использованием мультиметра UT-70.

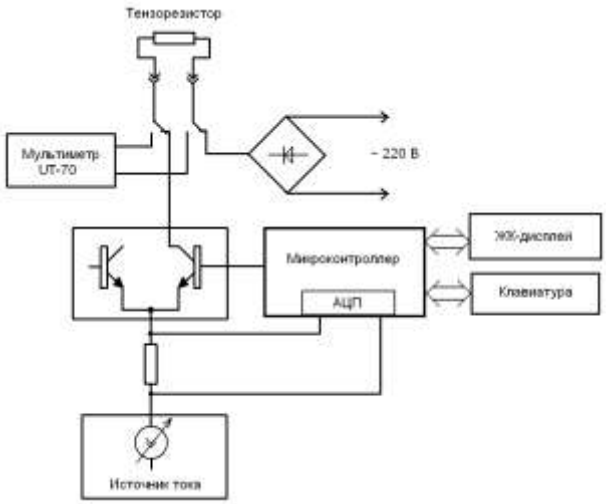


Рис. 1. Блок-схема генератора импульсов для токового отжига.

Рис. 2. Внешний вид установки импульсного токового отжига.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперимент проводился следующим образом. Через поликремниевый резистор пропускались одиночные импульсы тока, начиная с амплитуды 10 мА и длительности импульса 20 мкс. Амплитуда увеличивалась с шагом 2 – 3 мА пока сопротивление не начинало стабильно уменьшаться на 2 – 3 Ом. Далее амплитуда тока или длительность импульса постепенно увеличивались до тех пор, пока не достигалась необходимая величина сопротивления или не наступало перегорание резистора.

Отжиг сильнолегированных образцов соответствует известным из литературы результатам [1,5 – 8]. Сопротивление начинает уменьшаться при превышении некоторого порогового значения тока. По мере отжига характеристика переходит в насыщение и для дальнейшего уменьшения сопротивления необходимо увеличивать амплитуду или длительность импульсов (Рис.3,4).

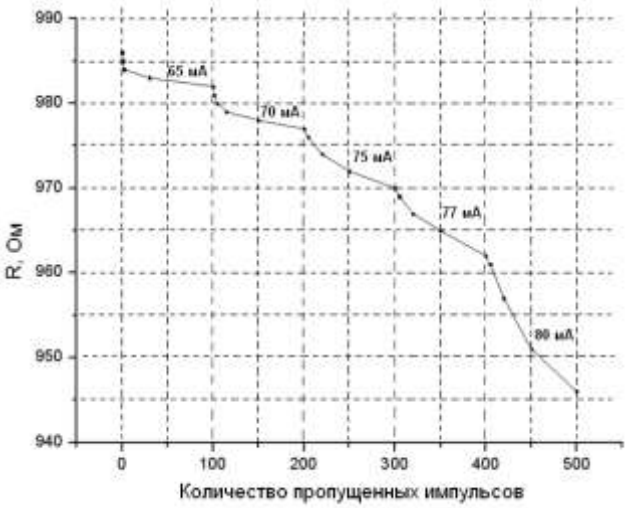


Рис. 3. Токовый отжиг сильнолегированного резистора при различной амплитуде импульсов (длительность импульса 20 мкс).

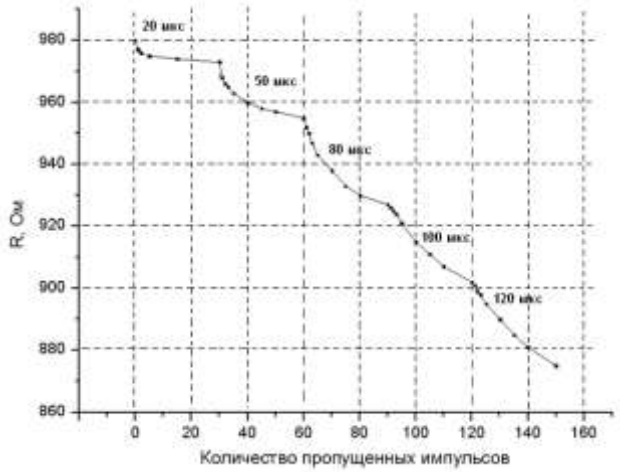


Рис. 4. Токовый отжиг сильнолегированного резистора при различной длительности импульсов (амплитуда 70 мА).

Однако результаты отжига слаболегированных резисторов отличаются (Рис.5). При достижении определенной величины тока, сопротивление начинает увеличиваться при пропускании импульсов. В [6] описывается явление ретроградного отжига, позволяющее восстановить сопротивление на некоторую величину после отжига. Отмечается, что ретроградный отжиг возможен при пропускании импульсов тока с плотностью выше пороговой, но меньше, чем на предыдущем этапе отжига. Экспериментальные результаты данной работы показывают, что процесс увеличения сопротивления происходит при токах выше, чем на предыдущих этапах отжига. Как видно из Рис.5 возможно увеличение сопротивления до величины, превышающей первоначальное значение. Кроме того, имеется возможность сразу проводить процесс ретроградного отжига, минуя область уменьшения сопротивления (Рис.6). Наличие определенного значения тока, характеризующего границу перехода от области уменьшения к области увеличения сопротивления, подтверждается возможностью циклического чередования этих двух процессов. На Рис.7 представлен этот процесс, понижение сопротивления проводилось при амплитудах тока 15 – 22 мА, увеличение сопротивления проводилось при отжиге токами с амплитудой 25 мА, длительность импульса составляла 20 мкс.

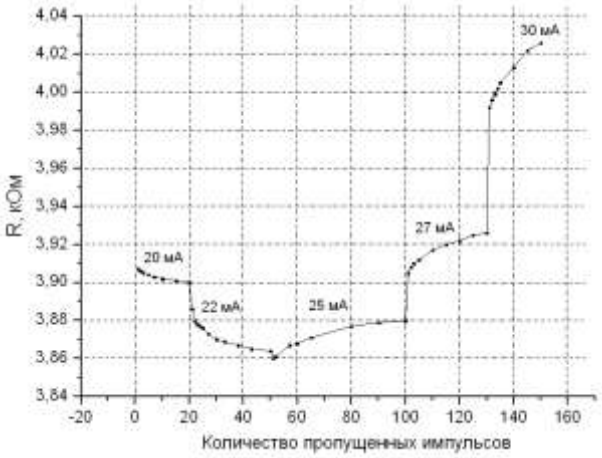


Рис. 5. Токовый отжиг слаболегированного резистора при различной амплитуде импульсов (длительность импульса 20 мкс).

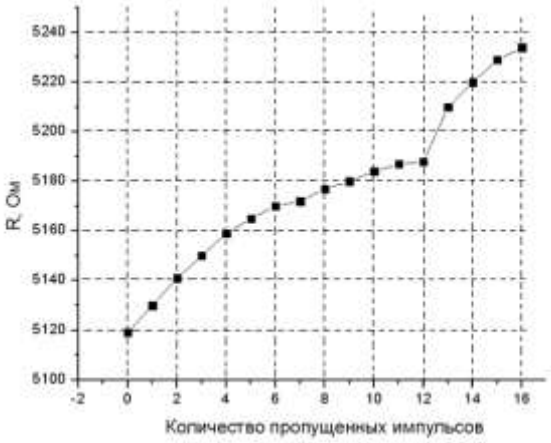


Рис. 6. Увеличение сопротивления слаболегированного резистора при токовом отжиге с амплитудой импульсов 20 – 25 мА.

.

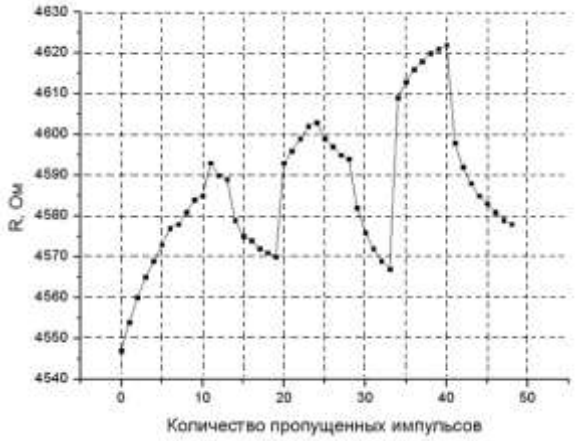


Рис. 7. Циклическое уменьшение и увеличение сопротивления слаболегированного резистора при отжиге с различной амплитудой тока.

Точность подгонки сопротивления определяется главным образом временной стабильностью после отжига. Для ускорения релаксационных процессов проводилось термостатирование в печи 4 часа при температуре 150 – 160 ^{o}C. Восстановление сопротивления в сильнолегированных резисторах составляло 5 – 20 Ом. Для слаболегированных резисторов сопротивление увеличивалось на величину 40 – 100 Ом независимо от параметров отжига. Причем при проведении отжига с уменьшением сопротивления, после термостатирования величина сопротивления всегда превышала первоначальное значение.

Результат применения токового отжига для балансировки тензорезистивного моста приведен на Рис.8. Сначала измерялись сопротивления всех резисторов и определялись резисторы, нуждающиеся в подгонке и величина, на которую следует произвести отжиг. Балансировка сенсоров со слаболегированными резисторами проводится путем увеличения сопротивления требуемых резисторов. Если необходима подгонка на небольшую величину (10 – 20 Ом), то проводится процесс уменьшения сопротивления. После термообработки в печи, сопротивление резисторов должно увеличиться на 10 – 20 Ом относительно первоначального значения. Если же требуется увеличить сопротивление на величину более 100 Ом, то необходимо проводить процесс увеличения сопротивления (следует учесть, что термостатирование в печи после отжига увеличит сопротивление еще на 40 – 100 Ом). При отжиге сильнолегированных резисторов также нужно учитывать восстановление сопротивления после термостатирования, и следует проводить подгонку на величину большую, чем это необходимо.

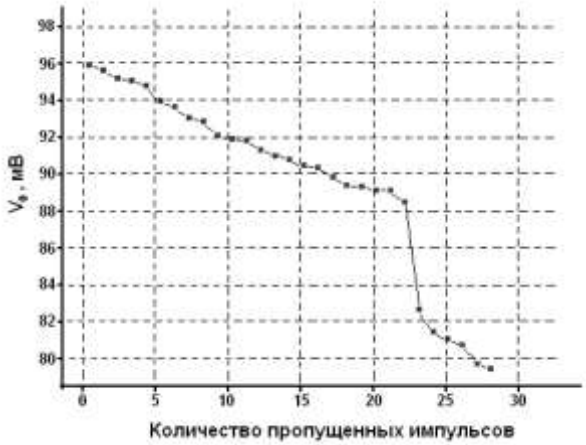


Рис. 8. Уменьшение начального разбаланса тензорезистивного моста при помощи токового отжига.

V. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показывают экспериментальные результаты, механизмы изменения сопротивления при отжиге слаболегированных и сильнолегированных резисторов должны иметь различную природу. Либо же имеют место одновременно несколько механизмов, но преобладание одного из них определяет ход процесса отжига.

Результаты отжига слаболегированных резисторов не соответствуют результатам из других литературных источников и не могут быть объяснены только лишь моделью расплавления границ между кристаллитами и сегрегацией примеси. Можно предположить, что проводимость увеличивается за счет ионизации глубоких ловушек. Эта гипотеза подтверждается и результатами временного дрейфа после отжига: сопротивление всегда увеличивается со временем независимо от режима отжига, что можно объяснить захватом носителей на глубокие ловушки. Сопротивление слаболегированных образцов полностью восстанавливалось и даже немного превышало изначальное значение после температурной обработки в печи 4 часа при температуре 150 – 160 ^{o}C, если был проведен только процесс уменьшения сопротивления. Это объясняется захватом избыточных носителей, которые были ионизированы с ловушек в ходе отжига. Небольшое превышение сопротивления объясняется наличием другого механизма изменения проводимости при токовом отжиге, который описан ниже.

Область увеличения сопротивления может объясняться уходом примеси из канала. Хотя считается, что бор в отличие от фосфора не накапливается в аморфных граничных областях, есть результаты, показывающие обратное. Экспериментальные результаты говорят, что существует некоторый пороговый ток, определяющий границу между явлениями уменьшения и увеличения сопротивления в процессе отжига. Таким образом, пропуская ток выше этого порогового значения можно сразу начать процесс увеличения сопротивления, минуя область его уменьшения. Этот пороговый ток определяет температуру, при которой механизм ионизации с глубоких ловушек (уменьшение сопротивления) компенсируется механизмом ухода примеси из канала (увеличение сопротивления).

Результаты, полученные для сильнолегированных резисторов позволяют судить о механизме расплавления границ между кристаллитами и сегрегации примеси, в ходе которого наблюдается уменьшение сопротивления. Помимо этого происходит и ионизация носителей с глубоких ловушек, что дополнительно увеличивает проводимость. Наличие этих двух механизмов подтверждается результатами временного дрейфа сопротивления. Величина сопротивления восстанавливается не полностью, как в слаболегированных резисторах, а лишь частично.

VI. Выводы и заключение

Исследования, проведенные в этой работе, показали, что характер токового отжига резисторов с концентрацией легирующей примеси ~4×10^{19} см$^{-3}$ и ~9×10^{19} см$^{-3}$ различается. Причем для образцов с уровнем легирования ~4×10^{19} см$^{-3}$ существует определенный пороговый ток, при превышении которого наблюдается не уменьшение сопротивления, а его увеличение. Показана возможность применения явления токового отжига для балансировки тензорезистивного моста в сенсоре давления, и разработана методика уменьшения начального разбаланса.

Экспериментальные результаты отжига и временной стабильности говорят о наличии нескольких механизмов изменения проводимости поликремния, вносящих свой вклад в изменение сопротивления при токовом отжиге. Эти результаты подтверждают сложность описания процессов, происходящих в поликремниевой пленке при отжиге. Определенную ясность в этом вопросе вносит экспериментальное определение температуры поликремниевого резистора при отжиге, что будет рассмотрено в отдельной работе.

Список литературы

[1] Y. Amemyia, T. Ono, K. Kato, “Electrical trimming of heavy doped polycrystalline silicon resistors”, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-26, pp. 1738-1742, 1979.

[2] K. Kato, T. Ono, Y. Amemyia, “A physical mechanism of current-inducted resistance decrease in heavily doped polycrystalline silicon resistors”, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-29, pp. 1156–1161, 1982.

[3] Lueder E., “Polycrystalline silicon-based sensors”, Sensors and Actuators. A., v.10, p.9, 1986.

[4] Suski J., Mosser V., Goss J., “Polysilicon SOI pressure sensors”, Sensors and Actuators. A., v.17, p.405, 1989.

[5] K. Kato, T. Ono, “Constant voltage trimming of heavily doped polysilicon resistors”, Jpn. J. Appl. Phys., pt. 1, vol. 34, pp. 48-53, 1995.

[6] D. W. Feldbaumer, J. A. Babcock, “Theory and application of polysilicon resistor trimming”, Solid-State Electron., vol. 38, no. 11, pp. 1861-1869, 1995.

[7] V.A. Gridchin, V. M. Lubimsky, “Effect of the pulse current annealing on electrophysical characteristics of a *p*-type polycrystalline silicon”, Physics and engineering of semiconductors, vol. 35, pp. 192-196, 2005. (in Russian).

[8] S. V. Sputay, “Pulse current annealing of polysilicon piezoresistors”, Dis. Cand. Sc., Novosibirsk, 1995. (in Russian).

Термокомпенсация тензорезистивных датчиков с использованием биполярного транзистора в расширенном температурном диапазоне.

Виктор А. Гридчин[1], *Member, IEEE,* Андрей А. Антонов[2].
[1]д.т.н., проф. НГТУ, РЭФ, каф. ППиМЭ, Новосибирск, Россия
[2]НГТУ, РЭФ, каф. ППиМЭ, Новосибирск,
E–mail reaperrrr@mail.ru

***Аннотация* – В данной статье представлены результаты математического моделирования схемы термокомпенсации с биполярным транзистором, а также результаты практических температурных испытаний макета схемы в расширенном температурном диапазоне 25-250^{0}С. Показана возможность практической реализации данной схемы для работы с тензорезистивными датчиками в диапазоне до 250^{0}С, что позволяет получить температурную зависимость выходного сигнала датчиков ≈ 0,05÷0,015%/^{0}С.**

***Ключевые слова* – Термокомпенсация, тензорезистивные датчики, биполярный транзистор.**

I. Введение

Датчики механических величин, работающие на тензорезистивном эффекте, в настоящее время широко распространены. Рынок устройств, использующих их, весьма разнообразен: автомобильные, медицинские системы; контроль технологических процессов и химических производств, менее сложные бытовые устройства [1]. Во многих отраслях промышленности требуется, чтобы датчики работали при повышенной температуре до 300^{0}С.

Одной из ключевых проблем таких датчиков является стабильность выходного сигнала при изменении температуры окружающей среды.

В работах [2,4] приведены эффективные схемы температурной компенсации, но их недостаток заключается в небольшом температурном диапазоне работы и сложности реализации.

Существует простая и эффективная методика температурной компенсации, опирающаяся на применение биполярного транзистора [6], однако для неё заявлен стандартный температурный диапазон до 85^{0}С.

В данной работе показана возможность применения биполярного транзистора для температурной компенсации интегральных полупроводниковых датчиков, выполненных из поликремния на изоляторе, до температуры 250^{0}С.

II. Температурная зависимость выходного сигнала

Полупроводниковые тензорезисторы имеют высокую тензочувствительность, обычно в пределах 40÷100. Однако повышенная чувствительность наблюдается как по отношению к измеряемой величине, так и к воздействию внешних условий, не связанных с измерением, что негативно сказывается на погрешности измерений [5].

Изменения в окружающей температуре приводят к соответствующему изменению трёх параметров датчика: сигнала начального разбаланса, чувствительности, сопротивления датчика.

При нулевом давлении на выходе датчика существует начальный разбаланс моста, который при изменении температуры может меняться весьма существенно.

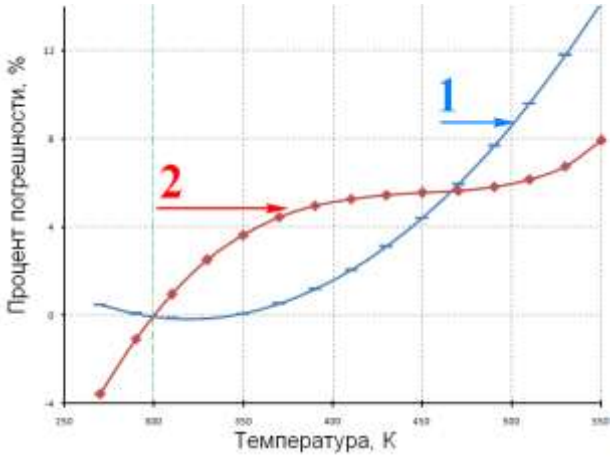


Рис.1. Температурная зависимость ошибки измерений относительно нулевой ошибки (начальной точки) при 300К.

На рис.1 показаны температурные зависимости погрешности измерения, появляющиеся при изменении температуры относительно начальной точки при 300К при неизменном давлении. Линия 2 - нулевой разбаланс, линия 1 - чувствительность [7]. Для датчиков,

построенных по мостовой схеме, сопротивление моста имеет положительный ТКС обычно 0.035÷0.36%/°C. Тензочувствительность уменьшается с ростом температуры, температурный коэффициент тензочувствительности отрицательный, лежит в пределах -0.05÷-0.21%/°C. В современном измерении суммарно эти величины вносят погрешность около 5000ppm/°C [3,7,8].

III. Схема термокомпенсации

Сопротивление тензорезистивного моста растёт с увеличением температуры, одновременно наблюдается падение чувствительности. Увеличение напряжения питания мостовой схемы при увеличении температуры с определённым температурным коэффициентом напряжения (ТКН) выравнивает чувствительность практически во всём диапазоне температур.

Реализацию этого алгоритма рассмотрим применительно к схеме на рис.2, состоящей из: биполярного транзистора, двух сопротивлений R1 и R2, сопротивления в цепи эмиттера Re и тензорезистивного моста ТМ. Питание $U_{пит}$ подаётся на схему (узел) термокомпенсации (УТК, выделено на рис.2), который играет роль температурно зависимого делителя напряжения из-за изменения потенциалов на электродах биполярного транзистора.

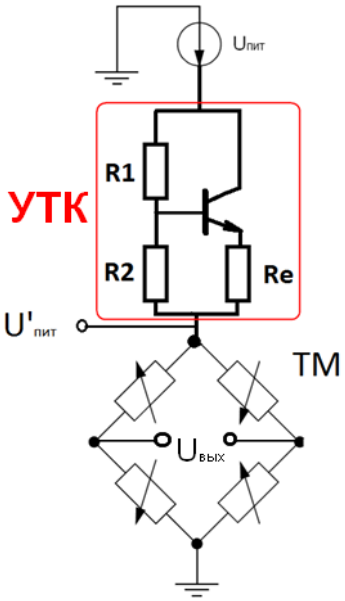


Рис.2. Схема активной температурной компенсации тензорестивной мостовой схемы.

Преимущества данной схемы состоят в простоте настройки. Необходимо изменение только сопротивлений R1 и R2, чтобы изменить ТКН УТК.

Данная схема применяется для некоторых серийных датчиков, работающих в диапазоне -40÷85^{0}C [6].

Целью данной работы является исследование применимости данной схемы в расширенном температурном диапазоне 20÷250^{0}C.

На экспериментальном макете (рис.3) исследовалась работоспособность в расширенном диапазоне температур различных биполярных транзисторов. Для тех транзисторов, которые удовлетворяли требованиям работы при повышенных температурах, проводилось математическое моделирование в среде Mathcad для определения параметров схемы. Эти параметры были реализованы в экспериментальных испытаниях.

Рис.3. Экспериментальный макет.

IV. Моделирование

Стандартные расчеты приводят к следующему выражению для выходного напряжения схемы УТК:

$$U'_{пит} = \left(\frac{U_{be}}{R_2} + I_e\frac{R_e}{R_2}\right) * R_N, \qquad (1)$$

где $U'_{пит}$ - выходное напряжение УТК;
U_{be} - напряжение база-эмиттер;
R_N - эквивалентное сопротивление моста (нагрузочный резистор);
R_e - сопротивление в цепи эмиттера;
I_e - ток эмиттера, определяющийся как (2):

$$I_e = \frac{U_{пит}R_2 - U_{be}(R_1+R_2+R_{TM}) + I_{kb0}R_1R_2}{A}, \qquad (2)$$

где $U_{пит}$ - напряжение питания всей схемы, 10В;
I_{kb0} - обратный ток коллекторного перехода;
R_1, R_2, - изменяемые сопротивления УТК;

$$A = R_e(R_1 + R_2 + R_{TM}) + R_2\left(R_{TM} + \frac{R_1}{1+\beta}\right). \qquad (3)$$

где β - коэффициент усиления БТ по току.

Температурные коэффициенты описывались в линейном приближении:

$$ТКХ = \frac{X(T)-X(T_0)}{(T-T_0)X(T_0)}100\% \qquad (4)$$

где X - сопротивление или чувствительность;

T_0 - начальная температура 300К;

Моделирование зависимости выходного напряжения УТК $U^{/}_{пит}$ от величины сопротивления R_e показало, что данное сопротивление незначительно влияет на ТКН УТК и можно пренебречь его изменением при температурных расчетах. При этом для малых значений R_e диапазон настройки ТКН широкий, а при больших - узкий, но повышена линейность, рис.4. Был выбран компромисс между линейностью и диапазоном ТКН, при значении R_e=10 Ом.

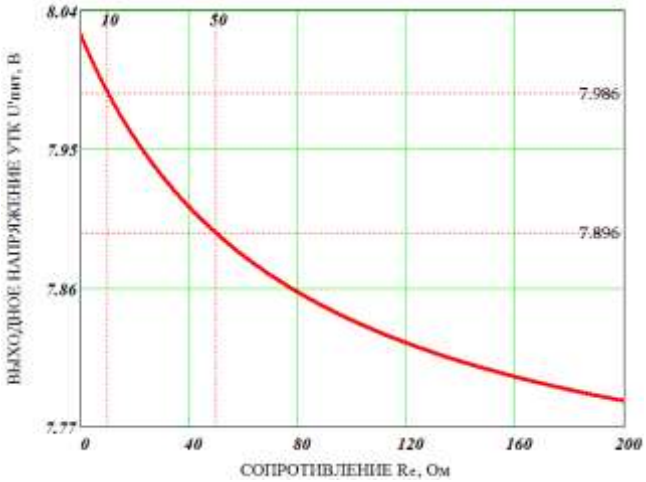


Рис.4. Зависимость выходного напряжения УТК от сопротивления R_e.

Сопротивление моста R_{TM} заменено на эквивалентное сопротивление R_N=1000 Ом. Это среднее значение сопротивления тензорезистивных датчиков, применявшихся в эксперименте.

Напряжение питания $U_{пит}$ принималось постоянным и составляло 10 В. Для моделирования использовались экспериментальные данные для тока I_{kb0} (рис.5, линия 2) и напряжения U_{be} (рис.5, линия 1), полученные при температурных испытаниях транзистора КТ819Г.

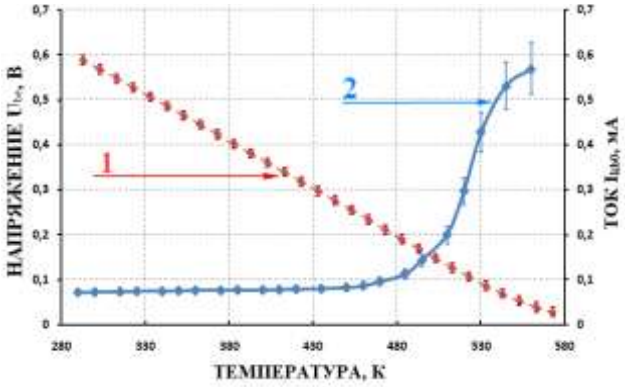


Рис.5. Зависимость U_{be} (1) и I_{kb0} (2) от температуры.

Для экспериментального макета использовались резисторы общего применения типа Р1-71 для навесного монтажа 5%-ой точности с ТКС=10^{-4} Ом/^{0}С. ТКС поликремния выше, поэтому изначально проводился расчёт на максимальную чувствительность сопротивлений к температуре.

В ходе исследований было показано, что температурными изменениями резисторов можно пренебречь. При изменении температуры на 200^{0}С сопротивление моста, имеющего ТКС около 0.03%/^{0}С, увеличится до 1060 Ом, что вызовет увеличение напряжения УТК на 10мВ, рис.6.

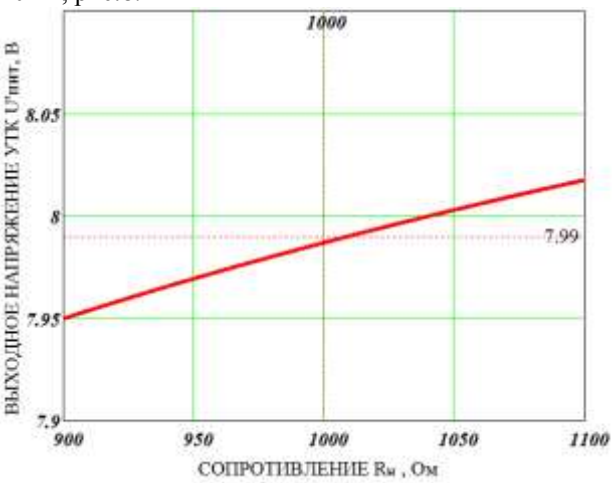


Рис.6. Зависимость выходного напряжения УТК от сопротивления R_N.

Изменение напряжения $U^{/}_{пит}$ при увеличении температуры на 200^{0}С составляет 1В÷3В, что позволяет пренебречь температурными изменениями резисторов. Это упрощение приводит к максимальной погрешности в 0.005%, что вполне допустимо для выходного напряжения данной схемы.

Температурным изменением β, как показывает моделирование, также можно пренебречь. На рис.7 приведена зависимость выходного напряжения $U^{/}_{пит}$ от величины коэффициента β.

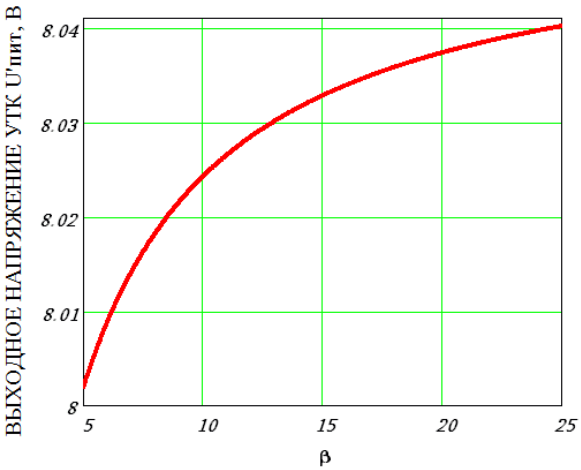


Рис.7. Зависимость выходного напряжения УТК от β.

IV. Результаты моделирования

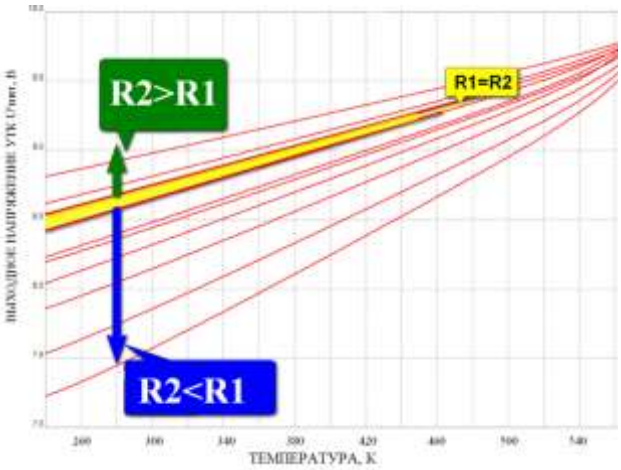


Рис.8. Выходное напряжение узла термокомпенсации при разных значениях R1,R2.

В зависимости от значений R_1 и R_2 получена следующая картина: при $R_1 < R_2$ напряжение $U^{/}_{пит}$ растёт, но наклон температурной кривой изменения напряжения (ТКН схемы) небольшой, при $R_1 > R_2$ ТКН схемы выше. На рис.8 показаны расчётные кривые для транзистора КТ819Г. ТКН УТК при R_1=R_2 составляет 0.05%/^{0}С.

V. Результаты экспериментов

Было опробовано несколько типов биполярных транзисторов отечественного производства. Рассмотренная схема термокомпенсации с некоторыми транзисторами продемонстрировала работу при температурах выше 200^{0}С.

На рис.9 представлены измерения для схемы термокомпенсации с транзистором КТ819Г и резисторами: R_1 =73 Ом, R_2 =440 Ом (линия 1), R_1 =440 Ом, R_2 =73 Ом (линия 2). Эти номиналы являются граничными, что было определено на расчётном этапе.

Как видно из рисунка 8, кривые напряжений имеют различный наклон (различный ТКН). В области между двумя кривыми (соответственно, изменяя сопротивления R_1 и R_2, можно получить желательный наклон кривой – желательный ТКН – и не выйти из линейной области) попадают настройки с ТКН от 0.023%/^{0}С до 0.18%/^{0}С, что практически полностью перекрывает область ТКЧ прецизионных нескомпенсированных интегральных тензорезистивных мостовых схем.

Для наглядности на рис.10 показаны температурные кривые выходного напряжения схемы термокопенсации для следующих номиналов резисторов R_1 и R_2 (R_1 Ω, R_2 Ω): 1 - (88 Ом, 440 Ом), 2 - (88 Ом, 220 Ом), 3 - (220 Ом, 220 Ом), 4 - (220 Ом, 88 Ом), 5 - (440 Ом, 88 Ом).

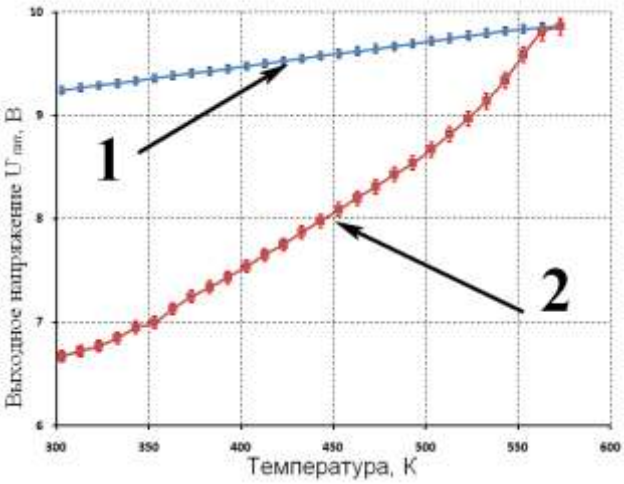


Рис.9. Граничные температурные кривые выходного напряжения схемы термокомпенсации.

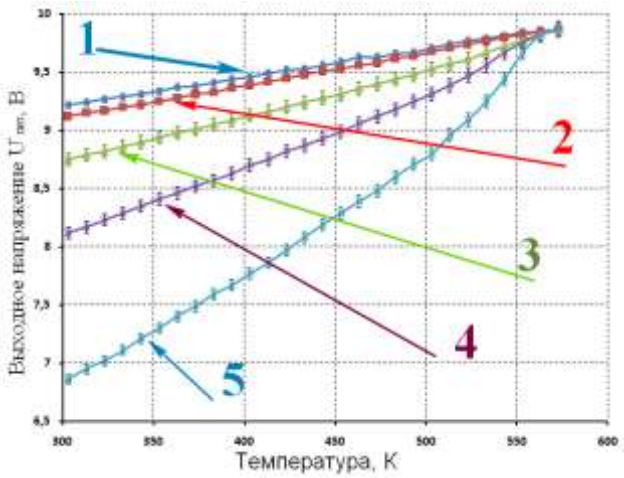


Рис.10. Температурные кривые выходного напряжения схемы термокомпенсации при разных сопротивлениях R1 и R2

Как можно увидеть, линейность выходного напряжения УТК соблюдается в определённом диапазоне ТКН, однако эта линейность нарушается с увеличением ТКН, особенно от 0.18%/^{0}С и выше.

Полученные результаты позволяют предложить методику термокомпенсации. Сначала необходимо измерить ТКЧ датчика. Если его значение менее 0.05%/°С, необходимо выбрать значение R_1=73 Ом, R_2 выбирается из условия R_2>R_1, а его точное значение высчитывается (в среде Mathcad). При условии, что ТКЧ>0.05%/°С, необходимо выбрать значение R_2=73 Ом, R_1 выбирается из условия R_1>R_2. В случае ТКЧ≈0.05%/°С следует выбрать R_1=R_2, пересчитать ТКН УТК для разных номиналов резисторов и выбрать наиболее подходящие.

Для нескомпенсированного датчика выходной сигнал при 20°С и постоянном напряжении питания 7В составлял 90мВ, при 230^{0}С уменьшался до 65мВ (рис.11, кривая 1). Средний ТКЧ в линейном приближении составил -0.126%/°С. Были выбраны следую-

щие параметры УТК: R_1=440 Ом, R_2=88 Ом, настроенный ТКН УТК составлял 0.145%/°С. Выходной сигнал после компенсации при 20^0С не изменился, при 230^0С составлял 86мВ, ТКЧ составил -0.017%/°С (рис.11, кривая 2).

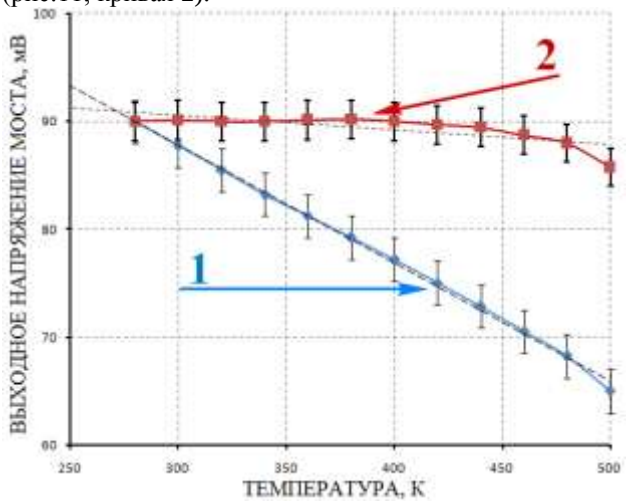


Рис.11. Температурные кривые выходного напряжения датчика без компенсации (1) и при термокомпенсации УТК (2).

VI. Обсуждение результатов

Предложенная методика термокомпенсации позволяет задать определённый ТКН схемы термокомпенсации, что позволяет запрограммировать увеличение напряжения для компенсации падения чувствительности. Был проведён расчёт, позволяющий оценить реальную температурную зависимость выходного сигнала интегрального тензорезистивного мостового датчика давления. Учитывая не полностью совпадающие ТКН УТК и ТКЧ, а также некоторое упрощение в связи с нелинейностью характеристик, компенсация происходит с погрешностью.

На рис.11 показано, что полная компенсация не достигнута, ТКЧ составил -0.017%/°С. Также видна небольшая нелинейность температурного изменения выходного сигнала мостовой схемы. Это объясняется линейным приближением данной методики, в которой не учитывается квадратичный член в ТКЧ и напряжении $U^{/}_{пит}$. Для дальнейшей работы необходимо усложнить математическую модель, однако для подтверждения того факта, что эта схема может работать в расширенном диапазоне температур, достаточно данной модели.

Для температурного диапазона до 250°С реально возможная минимальная температурная зависимость выходного сигнала, как показывает эксперимент, составляет ≈0,05÷0,015%/°С. Это является хорошим результатом, учитывая ширину температурного диапазона и простоту схемы. Однако это справедливо для датчиков, имеющих линейный ТКЧ до компенсации не более 0.18%/°С. Для больших значений ТКЧ данная линейная модель на практике показывает худшие результаты.

VI. Выводы и заключение

В данном сообщении показана возможность работы схемы термокомпенсации с биполярным транзистором КТ819Г в расширенном температурном диапазоне 20÷250^0С. Рассмотренная схема позволяет компенсировать температурное изменение выходного сигнала тензорезистивного моста в датчике давления до значений ≈ 0,05÷0,015%/^{0}С. Предложена методика расчёта схемы УТК.

Список литературы

[9] Е.Мокров, А.Блинов, Н. Новиков. Сенсоры для бытовой техники — проблемы развития. ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес 2/2005

[10] K. H. Peng, C. M. Uang, Y. M. Chang. The Temperature Compensation of the Silicon Piezo-Resistive Pressure Sensor Using the Half-Bridge Technique. Proceedings of SPIE Vol. 5343 (SPIE, Bellingham, WA, 2004)

[11] И. Баринов. Результаты исследования высокотемпературных полупроводниковых чувствительных элементов датчиков давления на основе структуры «кремний-на-диэлектрике». Компоненты и технологии, №11, 2008.

[12] Bo-Na Lee, Kun-Nyun Kim, Hyo-Derk Park, Sang-Mo Shin. Calibration and temperature compensation of silicon pressure sensors using ion-implanted trimming resistors. Sensors and actuators, volume A72 (1999) 148-152.

[13] В.И. Ваганов. Интегральные тензопреобразователи. М.: Энергоатомиздат, 1983.

[14] А.В. Косых, С.А. Завьялов, К.В. Мурасов. Моделирование полупроводникового датчика температуры, используемого в интегральных системах температурной стабилизации частоты источников опорных колебаний. Ползуновский вестник № 3/1 2011г.

[15] ICSensors. Temperature compensation IC pressure sensors. Application note TN-002, May 1985.

[16] Ferran Reverter, Goran Horak, Vedran Bilas, Manel Gasulla. Novel and low-cost temperature compensation technique for piezoresistive pressure sensors. XIX IMEKO World Congress Fundamental and Applied Metrology, Lisbon, Portugal, 2009.

Технология электронной термокомпенсации фотоприемников

В. А. Вильшук, В. А. Захаренко, А. Г. Шкаев
Омский государственный технический университет

Аннотация **–** Рассмотрены вопросы реализации дискретно-адаптивной термокомпенсации параметров фотодиодов в фотоприемном устройстве использующем фотодиодное включение фотоприемника, при этом сам чувствительный к излучению элемент является датчиком температуры.

Ключевые слова **–** дискретно-адаптивная термокомпенсация, фотодиод, чувствительность.

I. Постановка задачи

При проектировании и разработке оптико-электронной аппаратуры различного назначения: пирометрия, оптико-волоконные средства связи, лазерная техника и др., широко применяются фотоприемники на основе фотодиодов. Фотоприемники на основе фотодиодов в фотодиодном включении имеют значительные температурные зависимости интегральной чувствительности и темнового тока. Это ограничивает их использование в приборах и устройствах эксплуатируемых в широком диапазоне окружающих температур. В этой связи, для обеспечения температурной стабильности фотометрических измерений в устройствах эксплуатирующихся в промышленных условиях необходимо применять специальные методы и средства термостабилизации их параметров.

В работе представлено фотоприемное устройство с дискретно-адаптивным методом термокомпенсации чувствительности фотодиода при изменении температуры окружающей среды. Предложение основано на использовании фотоприемника в качестве датчика температуры при приложении прямого напряжения на p-n – переход фотодиода. В данном фотоприемном устройстве фотодиод включен в фотодиодном режиме работы. Фотодиодный режим характеризуется высокой интегральной чувствительностью. Кроме того, за счет наличия внешнего электрического поля в p-n – переходе фотодиода перенос неравновесных носителей заряда (генерируемых световым потоком) происходит значительно быстрее, что повышает быстродействие [1].

II. Теория

Существуют различные способы стабилизации чувствительности фотодиодных приемников излучения. Наиболее радикальным из них является термостатирование. Однако в переносных приборах и в приборах с жесткими ограничениями по потребляемой мощности и временем выхода на рабочий режим, в виду достаточно большого потребления энергии термостатом, применение термостатирования нецелесообразно.

Дискретно-адаптивный метод термокомпенсации чувствительности фотодиода, реализованный в представленном фотоприемном устройстве заключается в следующем:

1. В таком фотоприемном устройстве осуществляется принцип формирования термокомпенсационного воздействия на зависимость чувствительности фотодиода, когда датчиком температуры среды является p-n - переход фотодиода, что повышает точность термокомпенсационного воздействия за счет исключения термодинамической погрешности, обусловленной разностью температур между датчиком и объектом термокомпенсации.

Схемой, реализующей метод дискретно-адаптивной термокомпенсации чувствительности фотодиода, формируется управляющее термокомпенсационное воздействие прямопропорциональное падению напряжения на p-n – переходе фотодиода смещенного в прямом направлении от температуры (рис. 2), что обеспечивает термо-

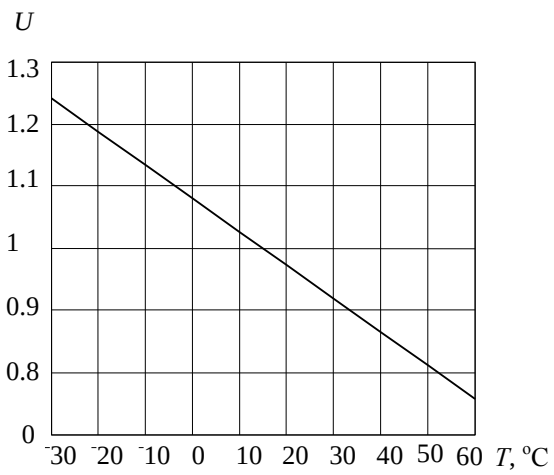


Рис. 2. Усредненная нормированная зависимость падения напряжения на p-n – переходе при прямом смещении фотодиода ФД-7К от температуры

компенсацию также линейной зависимости изменения чувствительности фотодиода от температуры (рис. 3).

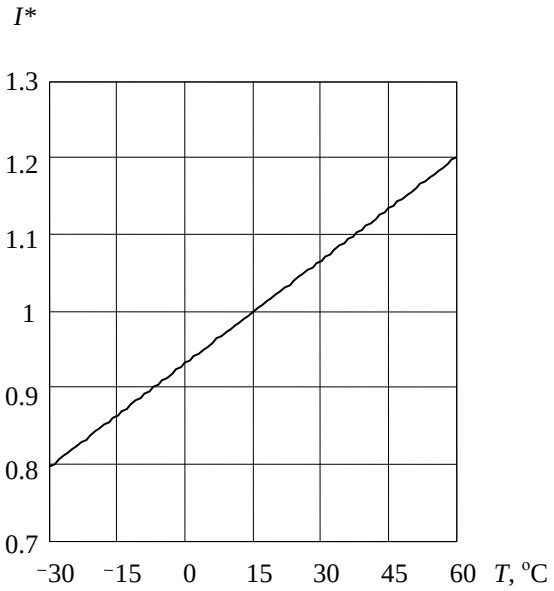


Рис. 3. Усредненная нормированная зависимость тока короткого замыкания фотодиода ФД-7К от температуры

2. Нагрузкой фотодиода, с которой снимается падение напряжения, пропорциональное световому потоку, является регулируемое сопротивление, включенное последовательно с фотодиодом. Поддержание чувствительности фотоприемника неизменной при изменении температуры среды осуществляется за счет изменения величины регулируемого сопротивления.

III. ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА

Функциональная схема фотоприемного устройства, реализующего предложенный метод термокомпенсации чувствительности фотодиода, приведена на рис. 1.

Фотоприемное устройство работает следующим образом. В первый момент времени по сигналу устройства управления 4 переключатели S1, S2 и S3 находятся в положении 1. При этом через фотодиод 1 от источника тока 6 протекает ток в прямом направлении и возникает прямое падение напряжения на p-n – переходе прямопропорциональное температуре этого перехода [2]. Это напряжение через повторитель напряжения 2 запоминается устройством выборки и хранения 3, масштабируется и воздействует на регулируемое сопротивление 5 таким образом, чтобы чувствительность фотодиода в следующем такте после переключения переключателей S1, S2 и S3 в положение 2 оставалась неизменной за счет изменения нагрузки фотодиода.

При этом к фотодиоду 1 от источника питания +E прикладывается обратное напряжение и он работает как преобразователь лучистого потока в фотодиодном режиме. В этом такте устройство управления 4 прерывает считывание этого напряжения устройством выборки и хранения 3, а на выходе устройства формируется напряжение с амплитудой пропорциональной облученности фотодиода 1 и частотой, заданной устройством управления 4.

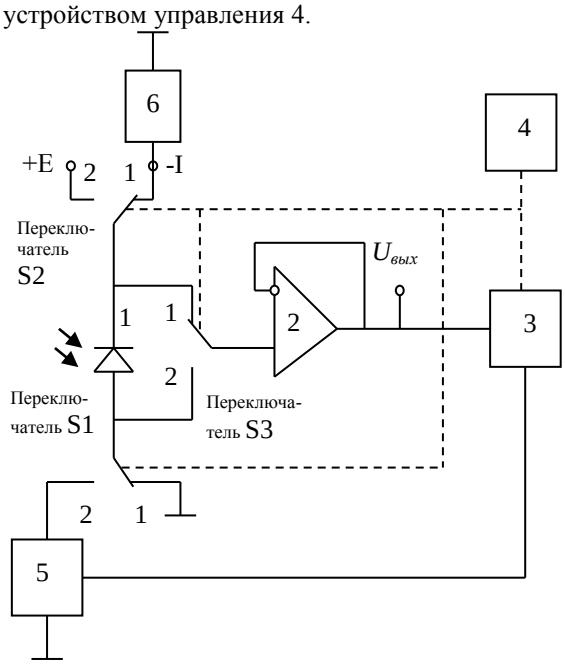


Рис. 1. Функциональная схема фотоприемного устройства
1 – фотодиод; 2 - повторитель напряжения; 3 - устройство выборки и хранения; 4 - устройство управления; 5 - регулируемое сопротивление; 6 - источник тока; +E - источник питания; S1, S2, S3 – переключатели.

IV. Выводы и заключение

Предлагаемая схема позволяет обеспечивать высокие быстродействие и чувствительность фотоприемного устройства, соответствующие фотодиодной схеме включения, при одновременной компенсации изменения чувствительности фотодиода при изменении температуры окружающей среды.

Следует также отметить, что благодаря использованию в данной схеме в качестве управляющего термокомпенсационного воздействия зависимости падения напряжения на p-n – переходе фотодиода смещенного в прямом направлении от температуры нет необходимости в модуляции измеряемого лучистого потока. Этот вывод основан на проведенных нами исследований, которые показали, что фоновые засвет-

ки в диапазоне 0-40 Лк практически не изменяют зависимости прямого падения напряжения на p-n – переходе фотодиода от температуры.

Логика работы и термокомпенсационное управление регулируемым сопротивлением обеспечивается применением микропроцессора в соответствии с представленной на рисунке схемы фотоприемного устройства, реализующего дискретно-адаптивный метод термокомпенсации чувствительности фотодиода.

Список литературы

[1] Источники и приемники излучения [Текст]: Учебное пособие для студентов оптических специальностей вузов / Под. ред. Г.Г. Ишанин. – СПб.: Политехника, 1991. – 240 с.

[2] Патент 2194252 Российская Федерация, МПК 7 G 01 J 1/44. Импульсное фотометрическое устройство [Текст] / В.А. Захаренко, А.Г. Шкаев; заявитель и патентообладатель Омский государственный технический университет. - № 2001111187/28, заявл. 23.04.2001; опубл. 10.12.2002. Бюл. № 22. – 6 с.: ил.

Вильшук Вячеслав Анатольевич, 07.06.1953 г. рождения. Доцент.

Ветеран ОмГТУ, работает в ОмГТУ с момента окончания в 1975 году Омского политехнического института по специальности «Конструирование и производство радиоаппаратуры». Является автором 29 научных и методических публикаций и 9 изобретений, отмечен нагрудным знаком «Изобретатель СССР».

Захаренко Владимир Андреевич, 25.06.1950 г. рождения. К.т.н., доцент. Работает профессором, заведующим выпускающей кафедры «Технология электронной аппаратуры» ОмГТУ.

Окончил Томский политехнический университет по специальности Кибернетика электрических систем. Кандидатская диссертация по специальности 05.11.13. "Приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий". В 2012 году защищена докторская диссертация «Инфракрасные и световые средства теплового контроля: разработка, исследование, метрологическое обеспечение и внедрение».Автор 8 изобретений и более 150 научных трудов. Бронзовый призер международного конкурса BRUSSELS EURECA 2001.

Шкаев Александр Геннадьевич, 31.05.1974 г. рождения. К.т.н., доцент. Работает доцентом кафедры «Технология электронной аппаратуры» ОмГТУ.

Окончилрадиотехнический факультет Омского государственного технического университета в 1996 г. по специальности «Конструирование и технология радиоэлектронных средств». В 2003 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности 05.11.13 – приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий. Автор 3 изобретений, имеет 36 научных публикаций.

Моделирование эффекта заострения кремниевых игл в процессе их термического окисления

Сергей В. Калинин, Андрей В. Егоркин,
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

***Аннотация* – В данной работе проанализирована модель термического окисления, реализованная в приложении SProcess TCAD SenTaurus. В качестве тестовой структуры при этом использовалась кремниевая игла конусообразной формы. В процессе численного моделирования показано, что данная модель описывает эффект заострения кремниевых игл при их термическом окислении адекватно экспериментальным данным. При этом установлено, что для обеспечения этой адекватности в процессе моделирования необходимо учитывать влияние ряда нелинейных механических эффектов.**

***Ключевые слова* – кремниевые иглы, термическое окисление, TCAD SenTaurus, SProcess, моделирование.**

I. Введение

В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ кремниевые иглы широко используются в различных интегральных электронных приборах и устройствах. Прежде всего, здесь следует отметить их применение в качестве холодных эмиттеров в дисплеях с плоскими панелями [1] и рабочих зондов для атомно-силовых и туннельных сканирующих микроскопов [2]. Так же они являются головками для записи/считывания/стирания в наномеханических устройствах памяти и вибрирующими элементами в наноэлектромеханических фильтрах [3] и т.д.

Характерная особенность таких игл состоит в высоких требованиях, которые предъявляются к радиусу кривизны их острия, величина которого не должна превышать 10 нм, т.е. соответствовать атомноподобным масштабам. В настоящее время такие суперострые кремниевые иглы формируются в процессе их термического окисления [4]. Цель данной работы заключается в исследовании возможности численного моделирования этого эффекта с помощью приложения SProcess в TCAD SenTaurus [5].

II. Основные особенности технологического процесса изготовления суперострых кремниевых игл

Согласно литературным данным [1] процесс изготовления суперострых кремниевых игл подразделяется на два этапа.

Первоначально на кремниевой подложке с помощью операций планарной технологии формируются колонно-образные структуры как показано на рис.1, a)-d). Затем они термически окисляются (e)-f)).

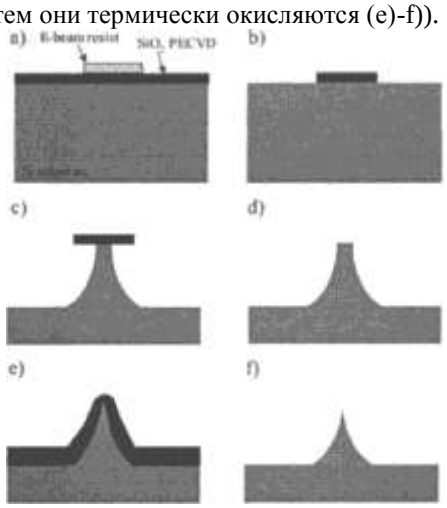


Рис. 1. Процесс изготовления кремниевой «иглы»: а) осаждение на кремниевую подложку слоя SiO_2 и фоторезистивной маски; б) анизотропное травление слоя SiO_2 и удаление фоторезиста; в) изотропное травление кремния на необходимую глубину; г) удаление слоя SiO_2; д) окисление структуры; е) удаление окисла и получение конечной структуры типа «игла»

Т.к. в верхней части колонны, соответствующей острию, при термическом окислении возникают высокие механические напряжения, то скорость окисления в области острия будет меньше, чем на объемных участках. В результате радиус кривизны острия кремниевой иголки будет маленьким, а игла – суперострой.

III. Модель термического окисления

Поскольку в данном случае происходит термическое окисление рельефной поверхности кремния, то для моделирования следует использовать двумерные математические модели.

В приложении SProcess TCAD SenTaurus форма термического окисла и геометрический вид межфазной границы Si/SiO_2 определяются из решения краевой задачи для системы механических уравнений Ламе, которая описывает движение растущего окисла в терминах поля его перемещений [6]. При этом, для задания параметров краевого условия на межфазной границе решается другая краевая задача, в которой вычисляется концентрация окислителя в процессе его диффузии через окисел к границе.

Физически в данной модели термический окисел, согласно представлениям, развитым Kao et al. [7], Sutardja and Oldham [8], Rafferty et al. [9], Senez et al. [10], рассматривается как жидкость Максвелла, поведение которой описывается известным реологическим уравнением

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{G} + \frac{\sigma}{\eta}, \qquad (1)$$

где $\dot{\varepsilon}$, $\dot{\sigma}$, σ есть соответственно скорость деформации, скорость механических напряжений, механические напряжения, а G и η – модуль упругости и вязкость окисла. При этом время релаксации τ равно отношению η /G.

Такой подход к описанию окисла позволяет включить в модель целый ряд важных механических эффектов, проявляющихся при термическом окислении кремния. А именно: согласно экспериментальным работам Kao et al. [7], Sutardja and Oldham [8] в процессе термического окисления непланарной поверхности кремния наблюдается зависимость коэффициента физико-химической реакции Ks от величины механических напряжений σn на границе Si/SiO_2, а также зависимость коэффициента диффузии окислителя D от механического гидростатического давления P в окисле. Коэффициент вязкости η так же нелинейно зависит от механических напряжений и как показал Rafferty et al. [9] может быть описан моделью Eyring.

IV. Результаты моделирования

Для исследования эффекта заострения кремниевых игл методом моделирования была выбрана структура, все параметры которой соответствуют экспериментальной структуре, приведенной в статье [11]. В виду геометрической симметрии область моделирования ограничивалась только половинкой кремниевой колонны. В исходной заготовке, колонна имела строго конусообразную форму с углом наклона у основания в 25 градусов. Затем заготовка подвергалась термическому окислению в атмосфере сухого кислорода в течении 6 часов при температуре T=1100°C. На Рис.2 слева приведена форма кремниевой поверхности, полученная с помощью моделирования в приложении SProcess и там же справа для сравнения показана экспериментальная форма окисла, полученная в SEM-микроскопе. Очевидно, что соответствие результатов моделирования и эксперимента можно считать достаточно хорошим.

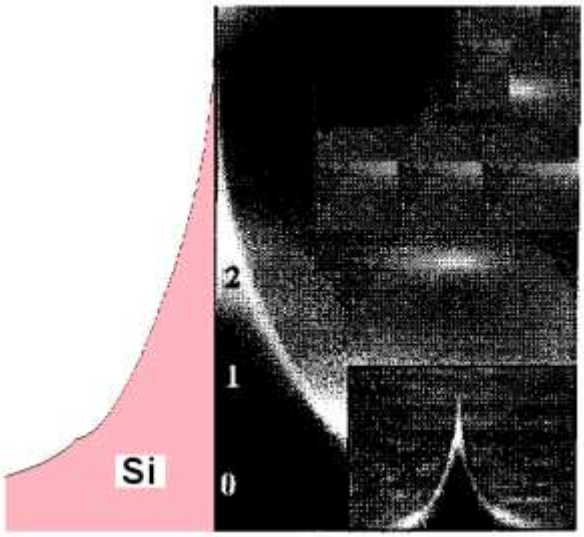


Рис. 2. Структура типа «игла»: слева – результат моделирования, справа – экспериментальная SEM фотография

V. Обсуждение полученных результатов

Для установления важности учета нелинейных механических эффектов, описанных выше, на Рис. 3 проведены две формы поверхности кремниевой иглы, полученные в процессе моделирования термического окисления с учетом этих эффектов и без их учета.

Таким образом эффект заострения иглы может быть получен только в рамках модели, учитывающей эти нелинейные механические эффекты.

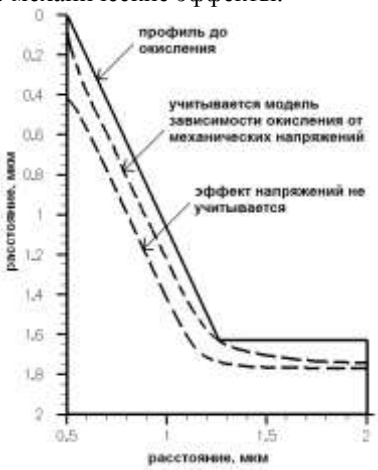


Рис. 3. Влияние нелинейных механических эффектов на структуры кремниевой иглы

VI. Выводы и заключение

В результате проведенного исследования установлено, что модель термического окисления, реализованная в приложении SProcess TCAD SenTaurus рассчитывает эффект заострения кремниевых игл в процессе их термического окисления с точностью, адекватной экспериментальным данным.

При этом для успешного использования этой модели в ней необходимо учитывать ряд нелинейных механических эффектов.

Список литературы

[17] McGruer N., et al. / IEEE Tran. On Electron Dev., 1991, vol. ED-38, N. 10, pp. 2389-2391.

[18] Toshiyoshi H. et al. / Jpn. J.Appl. Phys., 1999, vol=38, pp. 7185-7189.

[19] Agache V. et al. / Appl. Phys. Lett., 2002, vol=81, pp. 2623-2625

[20] Ravi T. et al. / J. Vac.Sci. Technol. B., 1991,vol=9, pp 2733-2737

[21] http:// www.synopsys.com.

[22] Moroz V. et al./ Materials Science in Semiconductor Processing, 2003 vol. 6, pp. 27-36.

[23] Kao D. B., et al. / IEEE Trans. on Electron Devices, 1987, vol. 34, № 5, pp. 1008-1017.

[24] Sutardja P., Oldham W. G. / IEEE Trans. on Electron Devices, 1989, vol. 36, № 11, pp. 2415-2421.

[25] Rafferty C., et al. / J. Appl. Phys., Lett., 1989, vol=54 (16), 17 April, pp. 1516-1518.

[26] Senez V., et al. / J. Appl. Phys., 1994, vol. 76, pp. 3285–3296.

[27] Agache V. et al. / IEEE Trans. on Nanotech., 2005, vol. 4, pp. 648-656.

Проблемы плазмохимического травления Si при формировании 3D структур (технология Tri-Gate нанотранзисторов)

Борис К. Богомолов
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
E – mail: b_bogomolov@mail.ru

***Аннотация* – Рассмотрены основные результаты плазменного травления кремния в CCl_2F_2/O_2 в кварцевом реакторе с тефлоновым покрытием. Построена непротиворечивая модель плазмохимического травления кремния в плазме CCl_2F_2/O_2 в условиях активной поставки химически активных частиц за счет травления тефлона. Проведено глубинное травление кремния до 180 мкм за 30 минут.**

***Ключевые слова* – Наноэлектроника, плазмохимическое травление, кремний, тефлоновое покрытие.**

I. Введение

ПРОМЫШЛЕННАЯ микроэлектроника продолжает развиваться в соответствии с законом Мура. В 2000 году был преодолен рубеж проектных норм 100 нм и, таким образом, произошла трансформация микроэлектроники в наноэлектронику. Ведущие мировые производители микросхем достигли проектных норм 22 нм. Компания Intel в микропроцессорах по норме 22 нм использует Tri-Gate нанотранзисторы, которые имеют 3D-структуру.

Для изготовления 3D-структуры применяется плазмохимическое травление кремния. Однако разработка технологии плазмохимического травления кремния ведётся в основном эмпирическим путём, т.к. не все закономерности травления в плазме нашли своё объяснение. В промышленном производстве для повышения скорости травления кремния широко применяется плазма CF_4/O_2. Однако, она имеет низкую степень анизотропии травления. Плазма CCl_2F_2/O_2 обладает более высоким показателем анизотропии, но мало исследована. Кроме того было обнаружено, что с повышением концентрации кислорода скорость травления кремния увеличивается вплоть до 90% содержания O_2. Нам удалось установить причину такого поведения плазмы CCl_2F_2/O_2 и построить модель травления, которая рассмотрена ниже.

II. Постановка задачи

Общепринято мнение, что практическое использование высоковакуумного плазменного травления в технологии микроэлектроники значительно опережает изучение физико-химических процессов, протекающих при обработке материалов химически активной плазмой [1]. Существующие теоретические описания механизмов вакуумно-плазменного травления являются пока явно не достаточными.

Основным инструментом трехмерного формообразования при создании изделий микроэлектроники и микросистемной техники (МСТ) является глубокое анизотропное плазменное травление исходного материала. Мировой опыт изготовления MEMS (наиболее развитого направления в области МСТ) основан на широком использовании кремния – дешевого и доступного материала [2]. В связи с этим актуальными являются работы по разработке и совершенствованию процесса плахмохимического травления кремния.

Анализ особенностей развития технологического базиса микросистемной техники показывает, что существует важное отличие от классических технологических приемов микроэлектронного производства. Оно состоит в том, что толщина микромеханических элементов может значительно превосходить их размеры в плоскости. Таким образом, происходит формирование трехмерных структур – 3D – структур. В результате необходимо разработать процесс плазмохимического травления кремния с более высокими значениями скорости, селективности, анизотропии и однородности травления, чем это допустимо в классической микроэлектронике. Эти требования заставляют подвергнуть процесс плазмохимического травления кремния коренной перестройке. Наиболее важные результаты, полученные нами, представлены далее.

III. Контроль согласования ВЧ генератора с системой плазмохимического травления Si

На установке “Плазма 600” контроль согласования внутреннего сопротивления ВЧ генератора с полным сопротивлением (импедансом) системы травления осуществляется по току сетки. Считается, что максимальный сеточный ток соответствует резонансу контура индукторов. Только в этом случае ВЧ генератор будет иметь хороший КПД и отдавать в нагрузку номинальную мощность [3].

В работе проведено сравнение традиционного способа настройки контура индукторов и настройки при помощи датчика скорости травления эмиссионно-спектрального типа. Конструкция датчика описана в [4]. Для мониторинга скорости травления Si была выбрана линия излучения фтора с λ = 624 нм. На Рис.1 представлены результаты измерения светопропускания используемого в работе интерференционного светофильтра с λ_{max} = 626 нм.

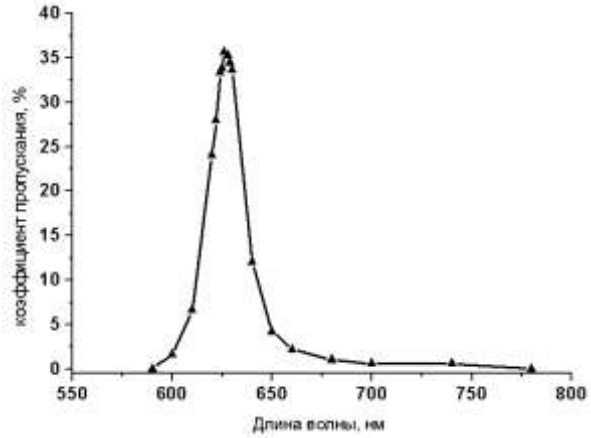


Рис.1. Спектр пропускания интерференционного светофильтра *Ф*22 мм и толщиной 4 мм.

Скорость травления определяли взвешиванием кремниевого образца до и после травления. Точность взвешивания ±0.0001 г.

На Рис.2 приведены полученные зависимости. Анализ зависимостей показывает, что настройка процесса травления кремния по максимуму тока датчика позволяет получить более высокие скорости травления при том же анодном токе. Это можно объяснить тем, что при таком способе настройки на резонанс в плазму вводится больше мощности, т.е. КПД выше.

Таким образом имеется согласованность процессов излучения возбужденных разрядом молекул рабочего газа и плазмохимического травления кремния. Поэтому настройка резонансного контура установки осуществлялась так, чтобы при заданном анодном токе ток датчика был максимальным. А так как датчик представляет собой фотодиод, то ток будет максимальным при максимальном потоке излучения возбужденных

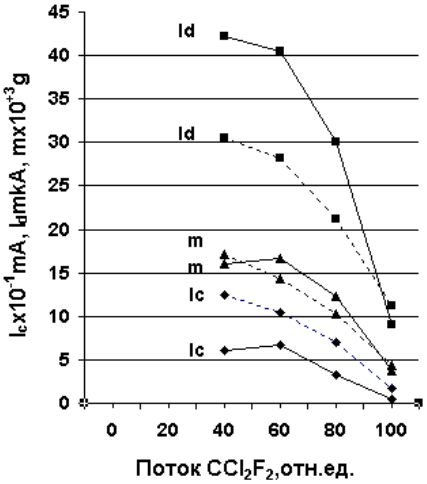


Рис.2. Зависимости сеточного тока (Ic), тока датчика (Id) и массы стравленного кремния (m) от величины потока CCl_2F_2 в смеси CCl_2F_2/O_2 (Сплошной линией показаны зависимости полученные при настройке на резонанс по току датчика и анодном токе 0.35 А, пунктирной линией показаны зависимости полученные при настройке на резонанс по току сетки и анодном токе 0.4 А (давление в реакторе 14-16.5 дел., поток O_2 30 ед., площадь пластинки Si 11.75 см^2, время травления 5 мин.)

электронными ударами молекул рабочего газа. В настоящих исследованиях на фотодиод поступало излучение через интерференционный светофильтр с λ_{max} = 626 nm.

На Рис.3 приведена зависимость тока датчика при наличии и отсутствии Si в реакторе. Из анализа Рис.3 можно заключить, что датчик скорости травления с интерференционным светофильтром чувствителен не к продуктам реакции, а к химически активным частицам (ХАЧ), то есть к [F]. Об этом свидетельствует снижение тока датчика при наличии кремния в реакторе. Нами установлено, что процесс плазмохимического травления кремния протекает в диффузионной области. То есть лимитирующей является стадия доставки атомов и ионов фтора к кремниевому образцу. В этом случае внесение в реактор кремния приводит к образованию дополнительного канала его гибели и общая концентрация атомов фтора снижается. Соответственно уменьшается и число возбужденных атомов фтора. В результате уменьшается интенсивность излучения в диапазоне λ_{max}= 626 nm и ток датчика тоже уменьшается. Продукты травления кремния наоборот появляются и, если бы датчик реагировал на них, то его сигнал (фототок) должен был бы увеличиться.

Эксперименты проведены в условиях напуска в реактор кислорода и CCl_2F_2. Стенки кварцевого реактора были покрыты тефлоном, который интенсивно травился в плазме рабочей смеси, что приводило к ее обогащению атомами фтора, и скорость травления кремния увеличивалась в 10 и более раз. Соответствующее уравнение реакции имеет следующий вид

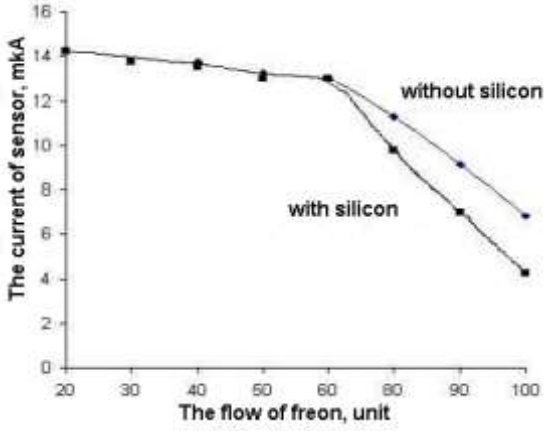


Рис.3. Зависимость тока датчика от расхода фреона при наличии и отсутствии образца Si в реакторе. Рабочее давление 14 единиц. Расход кислорода 30 единиц.

$$-(CF_2 - CF_2)_n - + 2O_2 = 2CO_2 + 4F$$

Полагаем, что в плазме также присутствуют в значительных количествах радикалы CF_2. Так как иногда при извлечении образца из реактора наблюдалось отслаивание тонкой пленки (паутинки).

В работе [5] сообщается, что teflon-like polimer образуется на поверхности кремния даже при травлении в чистой плазме CCl_2F_2. Мы полагаем, что предложенные в этой работе модельные представления можно использоваться и в нашем случае, так как несмотря на обилие кислорода тефлон является интенсивным источником CF_2 радикалов, которые высаживаясь на поверхности кремния образуют teflon-like polimer. Этой адсорбционный слой играет важную роль в кинетике плазмохимического травления кремния. Однако в отличие от результатов работы [5] формирование teflon-like polimer на поверхности кремния происходит быстро, так как скорость травления кремния не зависит от времени (см. Рис 4 и Рис.5). Кроме того проницаемость адсорбционного слоя достаточно высокая, так как нет изменения скорости травления во времени, несмотря на существенный рост температуры образца кремния за 15 минут травления.

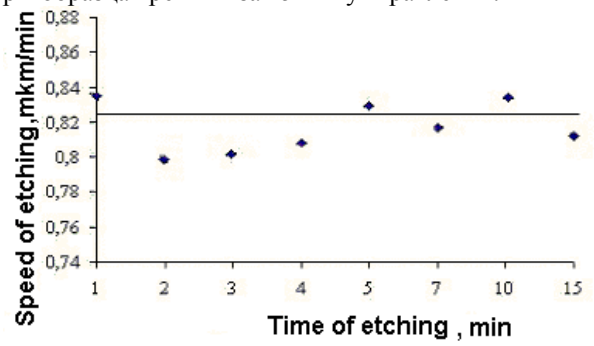


Рис.4. Зависимость скорости травления кремния КЭФ - 7.5 (100) от времени травления. Площадь образца 11.8 см^2, поток кислорода 30 ед., поток CF_2Cl_2 50 ед., анодный ток 0.35 А, давление в реакторе 14 ед.

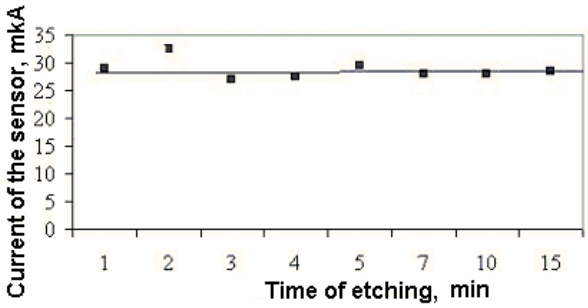


Рис.5. Зависимость тока датчика от времени травления. Параметры процесса такие же как на Рис.4.

IV. Исследование загрузочного эффекта

Скорость травления, как правило, пропорциональна концентрации травителя, поэтому она будет уменьшаться тем сильнее, чем больше подложек находится в плазме.

Для исследования загрузочного эффекта использовались образцы, вырезанные из кремниевой пластины КДБ – 4,5 (100). Размеры образцов были равны: 5×5 мм, 5×10 мм и 5×15 мм. Увеличение площади достигалось совместным травлением нескольких образцов. Образцы располагались примерно на расстоянии 4 – 5 см от левого края реактора по центру. Травление производилось в кварцевом реакторе с покрытыми фторопластом (тефлоном) стенками.

Исследование загрузочного эффекта проводилось в двух режимах стабилизации процесса: поддерживалось одно и тоже значение анодного тока и поддерживалось одно и тоже значение тока датчика при изменении площади образцов.

Параметры режима травления при постоянном анодном токе следующие: ток анода 0,4 А, ток сетки 40 – 125 мА, поток кислорода 20 ед. (3 литра/час), поток фреона 80 ед. (25,2 литра/час), положение в реакторе (расстояние от входа) равно 12см, время травления составляет 5 минут, рабочее давление 14 – 18 ед. Полученные результаты показаны на Рис. 6.

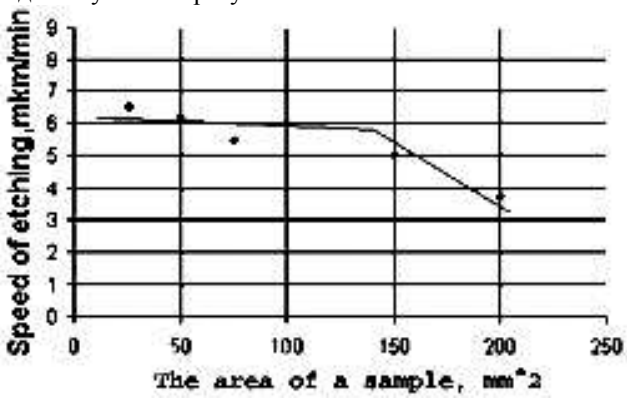


Рис. 6. Проявление загрузочного эффекта при постоянном токе анода.

Результаты травления кремния при постоянном токе датчика приведены на Рис. 7.

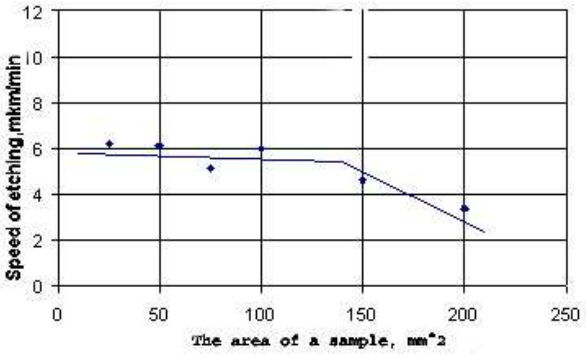


Рис. 7. Проявление загрузочного эффекта при постоянном токе датчика.

Таким образом в диапазоне травимых площадей от 25 мм^2 до 100 мм^2 загрузочный эффект отсутствует. При большей площади образцов скорость травления уменьшается с 6 мкм/мин до 3,73 мкм/мин. Контроль процесса травления по постоянному току анода или по постоянному току датчика дал примерно одинаковый результат, что говорит о хорошей стабильности процесса плазменного травления кремния в выбранном диапазоне параметров.

V. Подбор оптимального режима по скорости травления кремния

Эксперимент проводился с пластиной марки КЭФ 7,5 (100). В ходе экспериментов менялось соотношение потоков рабочих газов (по делениям ротаметров) при неизменном общем потоке, равном 100 дел.

Параметры процесса были следующими: время травления 5 мин, анодный ток 0,4А, давление 15 ед. площадь образца 12,87 см^2. Полученные результаты приведены на Рис. 8.

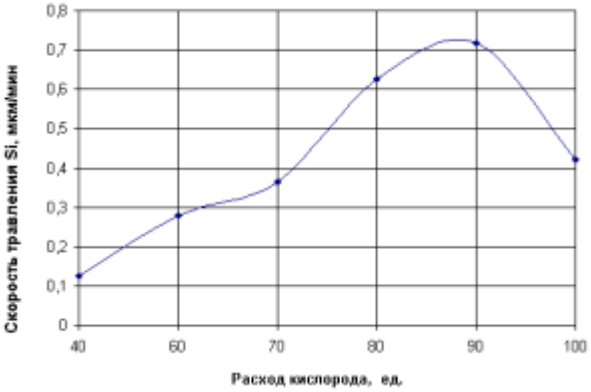


Рис. 8. Зависимость скорости травления кремния (100) площадью S_{Si}=12,875см^2 от расхода кислорода при анодном токе Ia = 0,4А.

Максимальная скорость травления достигается при расходах кислорода 90 ед., CCl_2F_2 - 10 ед. Зависимость была снята по результатам измерения массы стравленного кремния. Камера реактора изнутри имеет фторопластовое покрытие, материал которого является источником атомов фтора в процессе воздействия на него кислородной плазмы. Следовательно, состав газовой смеси определяется не только соотношением потоков, но и наличием фторопластовой оболочки в реакторе.

Данный режим плохо проявил себя в случае фоторезистивной маски, поскольку органические материалы выгорают в обогащенной кислородом плазме, особенно в случае продолжительного процесса, ввиду сильного разогрева пластины и более интенсивного окисления и выгорания органики. Поэтому в дальнейшем использовалась алюминиевая маска толщиной порядка микрона, нанесенная методом термического напыления.

Зависимость скорости травления от анодного тока исследовалась при следующих условиях: Образец кремния КЭФ 7.5 (100) площадью 11,75 см^2 помещался в центре реактора. Поток кислорода 30 единиц, поток CCl_2F_2 - 50 ед., давление в реакторе 15 ед. Время травления 5 мин. Полученные результаты приведены на Рис. 9. Таким образом, зависимость имеет практически линейный вид.

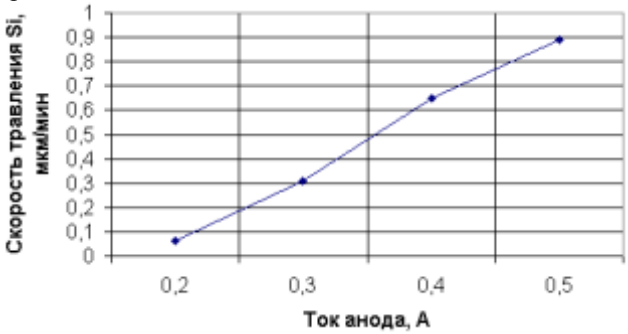


Рис.9. Зависимость скорости травления кремния от анодного тока при фиксированных расходах рабочих газов.

VI. Результаты глубинного травления кремния ориентации (100) и (111)

Использовался образец кремния (100) с алюминиевой маской, полученной в результате фотолитографии. Фоторезист с маски не снимался. Площадь образца 1см^2, открытая поверхность составляла примерно 40%. Параметры процесса были следующими: время травления 30 мин, давление 18 ед., анодный ток 0,4А, сеточный ток 130 мА, ток датчика 29мкА, поток кислорода 90 ед., поток CCl_2F_2 10 ед. Для образца кремния (111) параметры процесса были такими же, кроме тока сетки 100 мА и тока датчика 4 мкА.

Поверхность образцов после плазмохимического травления шероховатая имеются многочисленные выступы и углубления (см. Рис.10). Алюминиевая маска сильно деформирована. Анизотропия травления

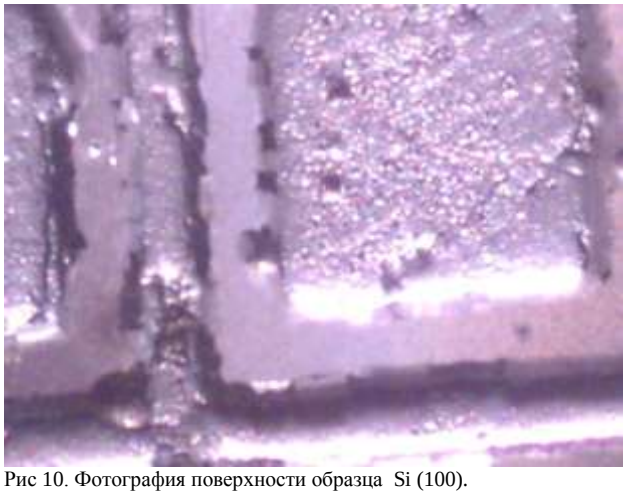


Рис 10. Фотография поверхности образца Si (100).

Рис 11. Фотография структуры Si (100) после травления.

Рис.12. Профиль травления структуры Si (100). Светлая прямая линия на фотографии изображает границы частично осыпавшейся алюминиевой маски.

примерно равна 1. Глубина травления для образца Si (100) составила примерно 180 мкм (см. Рис.11 и Рис. 12). Равномерность травления на образце Si (111) гораздо выше, чем на пластине (100) (Рис.13). Глубина травления оказалась немного меньше и составила примерно 130мкм (Рис.14 и 15), что объясняется меньшей величиной скорости ПХТ в направлении (111) по сравнению с (100).

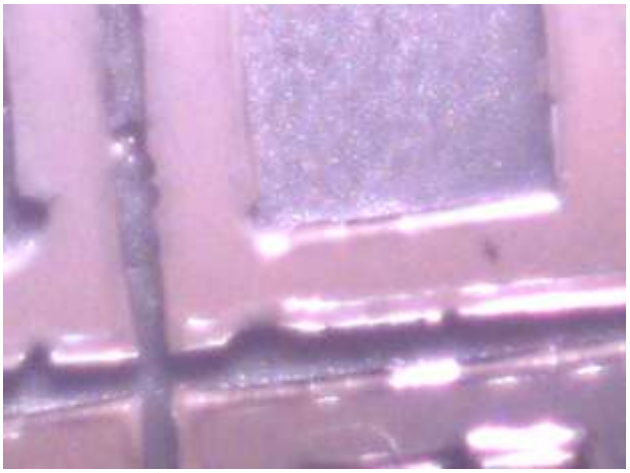


Рис.13. Фотография поверхности образца Si (111).

Рис.14. Фотография структуры Si (111) после травления.

Рис.15. Профиль травления структуры Si (111). Маска частично осыпалась, особенно по краям скола. Светлая линия показывает ее положение перед процессом травления.

VII. Выводы и заключение

Эксперименты показали, что травление Si проходит в плазмохимическом режиме, и основное влияние на формирование профиля оказывает электрически нейтральный атомарный фтор. Подтрав достаточно большой, что обьясняется одинаковой вероятностью

хемосорбции атомов фтора как на боковых стенках канавок, так и на их дне. Глубина травления кремниевых образцов ориентации (100) несколько больше, чем образцов с ориентацией (111).

В целом построена непротиворечивая модель плазмохимического травления кремния в плазме CCl_2F_2/O_2 в условиях активной поставки ХАЧ за счет травления фторопласта. Для её построения использовались также ранее опубликованные нами результаты [6-13], а также работы [14-17].

Получена скорость травления Si до 6.5 мкм/мин в условиях, где возможно получение высокоселективного анизотропного травления, что делает перспективным использование разработанного процесса в MEMS – технологии.

Список литературы

[1] Орликовский А.А., Руденко К.В. Диагностика in situ плазменных технологических процессов микроэлектроники: современное состояние и ближайшие перспективы. Часть 1 // Микроэлектроника, т. 30. N 2. 2001. с. 85 – 105.

[2] Богомолов Б.К., Плазмохимическое травление кремния. Препринт N 03, Новосибирск, Издательство НГТУ. 2003. 64 с.

[3] Bogomolov B.K. Plasma chemical etching of silicon (optimization of process) //9th Korea-Russia International Symposium on Science and Technology - Proceedings: KORUS 2005. Novosibirsk. June 26 - July 2 2005. V. 1. pp. 121-125. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-33746148639&partnerID=40

[4] Bogomolov B.K., Sirota A.N. About Application of a Spectral Method for in Situ of Measurement of Silicon Etch Rate in CCl_2F_2/O_2 Plasma// Proc. 4th Siberian Russian Workshop on EDM, 2003. July 1 – 4. Erlagol. Altai. pp.52 – 53.

[5] Grigonis A., Knizikevicius R., Rutkuniene Z., Puceta M. Kinetics of composition of polymeric layer during silicon etching in CCl_2F_2 plasma // Applied surface science, 2002, No. 199. pp. 270 – 277.

[6] Bogomolov B.K. Development silicon of nanotechnology and technology of plasma etching silicon//2008 9th International conference on actual problems of electronic instrument engineering proceeding, APEIE'2008, Novosibirsk, NSTU, September 23 - 25 20082008. V.1. pp. 22-25. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-77951155451&partnerID=40

[7] Bogomolov B.K. Nanoelectronics and nanotechnology – basis of information a society//Proceedings of IFOST'2008. The third international forum on strategic technology. June 23-29, 2008. Novosibirsk – Tomsk, Russia. – Novosibirsk: NSTU. pp.264-265. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-52949128709&partnerID=40

[8] Bogomolov B.K. Some Features of Plasma Technology in Manufacture VLSI, Electronic Instrument Making. The Interuniversity Collection of the Proceedings. /Ed. By V.S.Shadrin, Novosibirsk, Publishing House NETI, 1992. - pp. 123 - 128. (in Russian).

[9] Богомолов Б.К. Реактивное ионно плазменное травление алюминия для формирования коммутирующей разводки в СБИС / Сб. научных трудов «Радиотехника. Электроника. Физика», Новосибирск, НГТУ, 1996, с. 111-118.

[10] Bogomolov B.K. Plasma chemical etching of silicon in MEMS – Technology //8th Korea-Russia International Symposium on Science and Technology - Proceedings: KORUS 2004, Tomsk, 26 June - 3 July 2004. V. 1. pp. 203-206. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-29344464303&partnerID=40

[11] Bogomolov B.K. Plasma chemical etching of silicon // 2006 VIII International conference on actual problems of electronic instrument engineering proceeding, APEIE'2006, V.1. September 26 – 28. Novosibirsk, NSTU. 2006. pp. 38 – 39. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-48349088307&partnerID=40

[12] Bogomolov B.K. Plasma chemical etching of silicon in chlorine to containing plasma, used in nanoelectronics //2010 10th International conference on actual problems of electronic instrument engineering proceeding, APEIE'2010, V.1. September 22 – 24. Novosibirsk, NSTU. 2010. pp. 23-29. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-79951473721&partnerID=40

[13] Bogomolov B.K. Plasma chemical etching of silicon in chlorine to containing plasma, used in nanoelectronics //2011 Proceedings of the 6th International Forum on Strategic Technology, IFOST 2011, August 22-24, Harbin. V.1. pp. 205-210. http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-80053412091&partnerID=40

[14] Красников Г. Я. Наноэлектроника: состояние, проблемы и перспективы развития / Г. Я. Красников, Н. А. Зайцев // Нано-и микросистемная техника. - 2009. - № 1. - С. 2-5.

[15] Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В., Копьев П.С, Панов В.И., Полторацкий Э.А., Сибельдин Н.Н., Сурис Р.А. Наноматериалы и нанотехнологий // Микросистемная техника. 2003. №8. С. 3-13.

[16] Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 264 с.

[17] Wohl G., Matthes M., Weisheit A. Reactive ion etching of deep trenches in silicon with CCl_2F_2 and O_2//Vacuum, 1988. V.38. No. 11. pp. 1011 - 1014.

Борис К. Богомолов родился в 1952 году. В 1974 окончил НГТУ по специальности физическая электроника. Прошёл обучение в аспирантуре НГТУ и ИФП СО АН СССР по специальности "физика твёрдого тела". В 1986 году получил степень кандидата физико-математических науках. С 1991 года доцент кафедры полупроводниковых приборов и микроэлектроники НГТУ. До этого его деятельность была связана с разработкой СБИС на научно-производственном предприятии ФГУП "Восток" (Новосибирск).

Ссылка на биографические данные, представленные в сетевой энциклопедии **"Учёные России":** http://www.famous-scientists.ru/5866

Методика интерпретации энергетического спектра вторичного гамма-излучения на основе векторной аппроксимации

Сергей Е. Радченко
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
R1505@mail.ru

***Аннотация* – Предложена методика, позволяющая существенно упростить интерпретацию энергетических спектров вторичного гамма-излучения, получаемых при облучении объектов гамма-квантами. Разработана процедура представления спектра в ортонормированном базисе, а также способ выделения вкладов отдельных спектральных линий в общую картину спектра**

***Ключевые слова* – Ортонормированный базис, процедура Грама-Шмидта, гамма-излучение, энергетический спектр.**

I. Введение

Среди наиболее актуальных направлений развития современной техники важное место занимает совершенствование аппаратных и алгоритмических средств обнаружения азотосодержащих веществ (например, взрывчатых веществ). Для бесконтактного обнаружения таких веществ используют облучение исследуемого объекта высокоэнергетическим излучением с последующим анализом отклика, используя один из перечисленных ниже способов:

1) применение рентгеновского излучения;
2) облучение объекта электромагнитными волнами с частотами от единиц МГц до сотен ГГц;
3) радарные методы;
4) терагерцовое излучение;
5) нейтронное излучение;
6) облучение электронами;
7) облучение высокоэнергетическими гамма-квантами.

Из перечисленных методов следует выделить облучение объекта гамма-квантами с последующим анализом спектрального состава вторичного излучения. По сравнению с остальными, данный способ имеет достаточно высокую чувствительность, а также низкий уровень радиационного облучения окружающей среды и сканируемых объектов (на порядок ниже облучения, происходящего при использовании рентгеновского излучения, и на два порядка ниже, чем при облучении быстрыми нейтронами). Пространственное разрешение, получаемое при использовании метода, составляет 0.1–1.0 см, что делает его идеальным для обследования крупных грузов.

Для выяснения содержания ВВ в составе объекта он облучается гамма-квантами с энергиями до 9.17МэВ.

Спектральный состав гамма-излучения, прошедшего через объект, изменяется в зависимости от его химического состава. Изучение спектра вторичного излучения, а также сопоставление его с первичным спектром позволит определить наличие и оценить концентрацию определенных веществ в составе объекта [1].

II. Постановка задачи

Особенности аппаратуры эксперимента, а также реакции, происходящие на отдельных участках тракта формирования первичного излучения, приводят к тому, что спектр вторичного излучения имеет сложный состав (Рис.1). На протяжении всего спектра присутствует множество линий, не полностью разрешенных по энергиям, а также фоновое излучение, затрудняющее выделение линий с низкой интенсивностью. Оценка интенсивности линий путем визуального сравнения, а также простого счета количества событий затруднена в силу случайного характера отсчетов спектра (в блоке регистрации гамма-квантов применен фотоэлектронный умножитель).

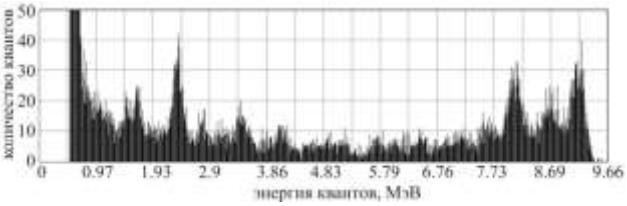


Рис. 1. Спектр вторичного гамма-излучения

Совершенствование аппаратной части эксперимента позволяет ожидать улучшения разрешающей способности детектора, снижения влияния условий окружающей среды и совершенствования конструктивных параметров установки. При этом факторы, затрудняющие анализ спектра, останутся незатронутыми.

Поэтому актуальной является задача разработки методики, позволяющей существенно повысить качество интерпретации энергетических спектров вторичного гамма-излучения.

III. Построение базисных функций для аппроксимации энергетического спектра

Предлагается способ аппроксимации спектра, основанный на разложении в ортонормированном базисе, позволяющий значительно упростить задачу анализа. Использование такого базиса имеет ряд преимуществ с точки зрения дальнейшего использования информации в системах обработки наблюдаемых данных.

Особенность работы детектора гамма-квантов такова, что каждая спектральная линия вторичного излучения на выходе детектора представлена двумя пиками – основным, соответствующим спектральной линии, и пиком «single-escape», отстоящим от основного пика на 0.5 МэВ [2]. Каждый пик хорошо аппроксимируется кривой Гаусса, площадь которой пропорциональна интенсивности потока зарегистрированных гамма-квантов. В том случае, когда ширина спектральной линии облучаемого вещества много меньше ширины полосы пропускания детектора, форма наблюдаемой линии практически полностью определяется характеристикой применяемого в системе детектора. Если рассматриваемая линия «широкая», то ширина наблюдаемой линии определяется как ее шириной, так и характеристикой детектора. Поэтому в качестве базисных функций при аппроксимации спектра целесообразно принять функции, описывающие характеристику детектора.

1. Построение ортонормированного базиса

Построение ортонормированного базиса осуществлялось в два этапа. На первом этапе в качестве базисных принимался набор векторов, каждый из которых состоит из отсчетов пары гауссовских функций, отстоящих друг от друга на 0.5 МэВ, имеющих ширину σ^2 (характеристика детектора) и расположенных на оси энергий с одинаковым шагом. Данный набор дополнялся вектором постоянной составляющей, характеризующим интенсивность фона, число отсчетов базисного вектора равно числу отсчетов анализируемой реализации спектра на выходе детектора. На втором этапе осуществлялась ортогонализация полученного базиса с помощью процедуры Грамма-Шмидта. Для окончательного определения базиса было необходимо определить параметр ширины базисной функции σ^2, интенсивность фоновой составляющей, а также размерность базиса. Число базисных векторов выбиралось исходя из требуемой точности аппроксимации.

Для определения параметра ширины базисной функции σ^2 использовалась спектральная линия с энергией 9.17 МэВ азотосодержащего вещества, так как из статистики проведенных экспериментов известно [1], что для таких веществ линия с энергией 9.17 МэВ является очень узкой, и значение ее ширины можно использовать для определения параметра ширины базисных функций. Для оценки параметра ширины данной линии использовался специально разработанный алгоритм [3] (в качестве индексов при суммировании используются соответствующие номера отсчетов спектра):

$$\widehat{\sigma^2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1855}^{1905} (i-1905)^2 \cdot F_i}{\sum_{i=1855}^{1905} F_i}}; \qquad \widehat{\sigma^2} = 23 \tag{1}$$

Число базисных векторов выбиралось итерационно, в качестве критерия оптимальности использовался критерий минимума среднеквадратического отклонения получаемой оценки от известной (эталонной) модели огибающей спектра [4].

Начальное значение расстояния между базисными функциями выбиралось равным $\Delta e = 1.1\widehat{\sigma^2}$, положение первого базисного вектора $-e_0 = 3\widehat{\sigma^2}$. При протяженности спектра, равной N отсчетам, получим количество базисных функций (с учетом постоянной составляющей) в зависимости от выбранного шага

$$N_f = floor\left(\frac{N - 3\cdot\widehat{\sigma^2}}{\Delta e}\right) + 1$$

, где $floor(\cdot)$ обозначает взятие целой части числа.

Таким образом, компоненты первых $N_f - 1$ базисных векторов $f^{(j)} = \left\{ f_1^{(j)}, ..., f_N^{(j)} \right\}$, $j = 0...N_f - 2$, задаются следующим образом:

$$f_k^{(j)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\widehat{\sigma^2}}} \exp\left\{\frac{\left[k - \left(e_0 + j\cdot\Delta e\right)\right]^2}{2\widehat{\sigma^2}}\right\} + \frac{1}{2\sqrt{2\pi\widehat{\sigma^2}}} \exp\left\{\frac{\left[k - \left(e_0 + j\cdot\Delta e - \Delta_{SE}\right)\right]^2}{2\widehat{\sigma^2}}\right\} \tag{2}$$

$k = 1..N$ – номер отсчета по энергетической оси; j – номер базисного вектора.

Базисный вектор, соответствующий фоновой составляющей, $f^{(N_f - 1)} = \hat{f}_p$, где $\hat{f}_p$ – оценка интенсивности фона.

Последним шагом к получению ортонормированного базиса являлась процедура ортогонализации Грамма-Шмидта, подробно описанная в работах [5] и [6], в результате которой формировался ортонормированный базис $E = \left\{E_0,...,E_{N_f-1}\right\}$, где E_j, $j = 0...N_f - 1$ – N -мерные базисные вектора.

2. Представление спектра в ортонормированном базисе

Для аппроксимации наблюдаемого энергетического спектра с использованием полученного ортонормированного базиса необходимо найти его ортогональную проекцию на пространство, натянутое на базисных ортонормированных векторах.

$$S = \sum_{j=0}^{N_f-1} a_j \cdot E_j \qquad (3)$$

где S – аппроксимирующий вектор отсчетов спектра, $a_j = \left(F, E_j\right)$, F – вектор отсчетов наблюдаемого спектра, $\left(\cdot,\cdot\right)$ – скалярное произведение.

На рис. 2 показан результат аппроксимации реального спектра, изображенного на рис. 1, с помощью предлагаемого алгоритма.

Рис. 2. Аппроксимация спектра в ортонормированном базисе

3. Определение размерности аппроксимирующего базиса

Для определения размерности аппроксимирующего базиса E по критерию минимума среднеквадратического отклонения получаемой оценки от известной (эталонной) модели огибающей спектра в качестве эталонного спектра использовался усредненный по большому числу экспериментов, проведенных в Институте ядерной физики СО РАН, спектр, изображенный на рис. 3.

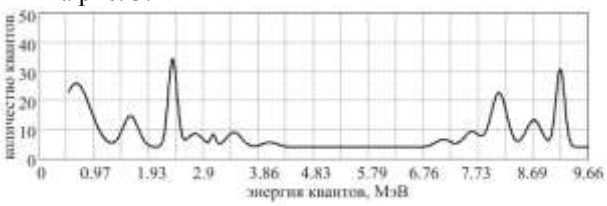


Рис. 3. Эталонный спектр

Вектор отсчетов данного спектра проецировался на пространство, натянутое на ортонормированном базисе E, после чего вычислялись отклонения результатов аппроксимации от эталонных значений (рис.4).

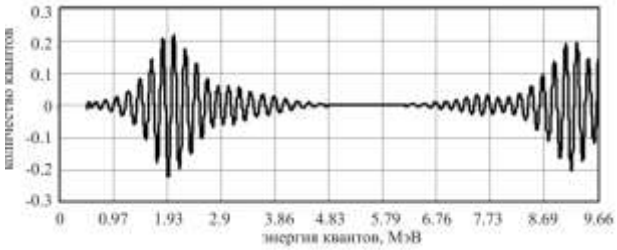


Рис. 4. Функция ошибок аппроксимации

Сумма квадратов значений данной функции служила критерием для определения числа базисных функций и, следовательно, расстояния между ними. Предпочтительным оказался вариант с использованием базиса размерностью 76.

IV. Выделение вклада отдельной спектральной линии в общую картину спектра

Ортогональное проецирование спектра на пространство, образованное спектральными линиями, равномерно распределенными по энергиям, позволяет достаточно точно установить спектральный состав вещества, а также соответствие энергии гамма-квантов определенным химическим элементам. Однако существуют случаи, когда положение некоторых линий заранее известно. Например, на участке 7-10МэВ сосредоточено 6 спектральных линий: 8.062МэВ, 8.624МэВ, 8.802МэВ, 8.980МэВ, 9.128МэВ, 9.172МэВ, а также соответствующие им пики «single-escape».

Размещение базисных векторов в соответствии с истинным расположением спектральных линий позволит установить вклад отдельной спектральной линии в общую картину спектра.

Таким образом, необходимо сформировать первичный базис из функций, положение которых на энергетической оси соответствует расположению спектральных линий и пиков «single-escape». Затем необходимо преобразовать базис исходя из разрешающей способности детектора. Выше было получено оптимальное значение расстояния между базисными функциями, уменьшение которого ведет к недопустимому росту погрешности аппроксимации. Поэтому преобразование первичного базиса должно исключить из него линии, отстоящие друг от друга на расстояние, меньшее оптимального: группа близко расположенных линий заменяется одной спектральной линией с усредненным положением и увеличенным параметром ширины.

После преобразования первичного базиса производится его ортогонализация согласно модифицированной процедуре Грама-Шмидта. Отличие модифицированной процедуры от классической заключается в несколько ином алгоритме вычисления проекций, позволяющем повысить ортогональность получаемых векторов.

После нормировки базиса становится возможным получить вектор аппроксимации участка спектра (Рис.5).

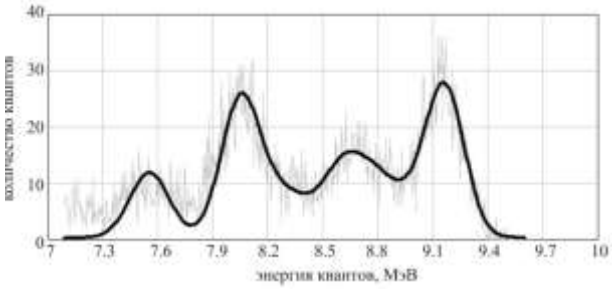


Рис. 5. Аппроксимация участка спектра

Аппроксимация участка спектра в ортонормированном базисе $E=\left\{\vec{E}_0,..,\vec{E}_{K-1}\right\}$ приводит к получению вектора $\vec{V}=\sum_{j=0}^{K-1} a_j\cdot\vec{E}_j$, $\vec{V}=\left\{V_0,..,V_{N_K-1}\right\}^T$ размерности N_K ($...^T$ - символ транспонирования). Для определения вклада отдельных линий в общую картину спектра необходимо определить коэффициенты разложения вектора аппроксимации $\vec{V}$ в исходном базисе $e=\left\{\vec{e}_0,..,\vec{e}_{K-1}\right\}$, составленном из нормированных функций, определяющих огибающие спектральных линий ($\vec{e}_i=\{e_{i,0},...,e_{i,N_K-1}\}^T$). Другими словами, необходимо найти вектор коэффициентов разложения $\vec{b}=\left\{b_0,..,b_{K-1}\right\}^T$, при котором выполняется следующее равенство:

$$b_0\cdot\vec{e}_0+...+b_i\cdot\vec{e}_i+...+b_{N-1}\cdot\vec{e}_{N-1}=\vec{V} \qquad i=0,..,N-1 \tag{4}$$

Система уравнений (4) может быть записана в матричной форме [7]:

$$\mathbf{M}\vec{b}=\vec{V}, \tag{5}$$

где $\mathbf{M}$ – матрица размером $N\times K$, составленная из координат векторов исходного базиса,

$$\mathbf{M}=\begin{bmatrix} e_{0,0} & ... & e_{0,K-1} \\ ... & e_{i,j} & ... \\ e_{N_K-1,0} & ... & e_{N_K-1,K-1} \end{bmatrix}, \tag{6}$$

$$i=0,..,N_K-1,\ k=0,..,K-1.$$

Таким образом, вектор $\vec{b}=\left\{b_0,..,b_{K-1}\right\}$ равен [7]:

$\vec{b}=\vec{V}\cdot\mathbf{M}^+$, где $\mathbf{M}^+$ – псевдообратная матрица.

Строки $\mathbf{M}$ линейно независимы, поэтому $\mathbf{M}^+=\mathbf{M}^T\cdot\left(\mathbf{M}^T\cdot\mathbf{M}\right)^{-1}$ [8].

Определив, таким образом, коэффициенты разложения аппроксимации спектра в исходном базисе, получаем возможность выделить отдельные линии в составе спектра (Рис. 6).

Несмотря на то, что визуально можно выделить не более четырех пиков, предложенная процедура позволила установить наличие значительно большего их количества. Это линии 9.17МэВ, 8.62МэВ, 8.80МэВ, 8.98МэВ, 8.06МэВ, а также три пика single-escape.

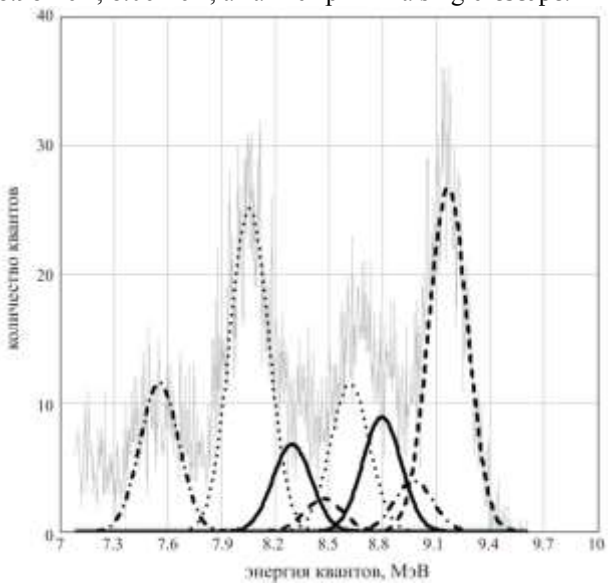


Рис.6. Выделение вкладов спектральных линий

V. Обсуждение результатов

Помимо возможности выделения спектральных линий, расположение базисных функций в соответствии с известной структурой спектра позволяет повысить точность аппроксимации.

Методом численного моделирования было получено 100 моделей участка спектра 7-10МэВ: согласно огибающей, составленной из гауссовых функций, генерировался вектор случайных пуассоновских величин. Затем проводилась аппроксимация в двух ортонормированных базисах – «равномерном» и «истинном».

Погрешность аппроксимации вычислялась как разность между значением вектора аппроксимации и значением огибающей в точке 9.17МэВ.

В итоге относительная среднеквадратическая погрешность для аппроксимации в «равномерном» базисе составила 0.031. При аппроксимации в «истинном» базисе значение погрешности составило 0.027.

VI. Заключение

Предложенная методика представления энергетического спектра гамма-излучения в ортонормированном базисе позволяет аппроксимировать спектр в базисе функций, описывающих спектральные линии, отфильтровав шумовые составляющие. Такое представление существенно упрощает интерпретацию спектра, а также предоставляет широкие возможности для дальнейшего использования информации в системах обработки данных.

Равномерное расположение базисных функций на энергетической оси упрощает анализ спектрального состава излучения. Определена оптимальная размерность базиса, при которой погрешность аппроксимации минимальна. Установлено, что построение базисных функций в соответствии с фактическим положением спектральных линий позволяет дополнительно повысить точность аппроксимации.

Разработана процедура перехода от ортонормированного базиса к исходному. Это позволяет выделить вклады отдельных спектральных линий в общую картину спектра, таким образом, существенно повышая качество его интерпретации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-07-00078)

Список литературы

[1] A.S. Kuznetsov, Yu.I. Belchenko, A.V. Burdakov, V.I. Davydenko, A.S. Donin, A.A. Ivanov, S.G. Konstantinov, A.S. Krivenko, A.M. Kudryavtsev, K.I. Mekler, A.L. Sanin, I.N. Sorokin, Yu.S. Sulyaev, S.Yu. Taskaev, V.V. Shirokov and Yu.I. Eidelman. The detection of nitrogen using nuclear resonance absorption of mono-energetic gamma rays. - Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 606 (2009), P.238-242.

[2] D. Vartsky, M. Goldberg, G. Engler, A. Shor, A. Goldschmidt, G. Feldman, D. Bar, I. Orion and L. Wielopolski. Detectors for the Gamma-Ray Resonant Absorption (GRA) Method of Explosives Detection in Cargo: A Comparative Study. Радченко С.Е. Совместная оценка параметров спектральных линий энергетического спектра гамма-излучения. // Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. – Красноярск: Сиб. Федер. Ун-т, 2011 – С. 174 – 179.

[3] Вострецов А.Г., Бурдаков А.В., Радченко С.Е., Кузнецов А.С., Суляев Ю.С. Метод обнаружения поглощения гамма-квантов при прохождении их через азотсодержащее вещество // *Автометрия*. – 2010. – № 3. – С. 22–29.

[4] Беклемишев Д. В. Курс аналитической геометрии и линейной алгебры — М.: Высш. шк. 1998.—320 с.

[5] Фрэнкс Л. Теория сигналов. // М., «Сов.Радио», 1974.

[6] Корн Г., Корн Т. Алгебра матриц и матричное исчисление // Справочник по математике — 4-е издание. — М: Наука, 1978. — С. 392—394.

[7] Беклемишев Д.В. Дополнительные главы линейной алгебры. // М.: Наука, 1983. – С. 196.

Радченко Сергей Евгеньевич, аспирант кафедры конструирования и технологии радиоэлектронных средств Новосибирского государственного технического университета. Основное направление научных исследований - применение теории устойчивого обнаружения, различения, и оценивания сигналов в условиях априорной неопределенности в задачах спектрального анализа и автоматизации физического эксперимента. Работает в этой области с 2008 г., имеет 6 публикаций.

Механика атомно-эфирной записи и воспроизведения информации

Василий И. Оконешников, Владимир П. Разинкин
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

***Аннотация* - Выполнен анализ числового образа атомного строения и механики атомно-эфирной записи и воспроизведения информации.**

***Ключевые слова:* эфир, атомная метаэкспертная система, урановый квантовый компьютер, новемологические таблицы умножения, таблица Менделеева, ур-частицы, триплеты сакатонов, нонеты сахатонов.**

I. Введение

В работе выполнен анализ числового образа атомного строения и механики атомно-эфирной записи и воспроизведения информации. Сделано теоретическое обоснование системы атомной записи-воспроизведения информации с помощью определенно-соотнесенных положений двух частиц кварк-антикваркной пары из 36 комбинаций (6x6) их состояний [1] (запись) и обнаружения последовательности состояний (воспроизведение) посредством «линии привязки» вращающегося «процессорного электрона» вокруг ядра атома. При этом центром вращения электрона является один из узлов «жесткой кристаллической решетки» - эфира. Следует отметить, что рассматриваемую систему записи-воспроизведения информации в первом приближении можно рассматривать как аналогию или прототип метода вращающихся видеоголовок, в результате чего удалось прийти к пониманию работы атомных информационных систем.

Представленные материалы базируется на обобщении и развитии результатов работ по направлениям «Урановый квантовый компьютер», «Сферическая таблица периодической таблицы элементов Д.И. Менделеева», «Новемологическая таблица умножения» и идеи числового образа атомного строения и механики атомно-эфирной записи и воспроизведения информации [1 - 6].

II. Постановка задачи

Сопоставление и анализ различных систем записи и воспроизведения информации показал целесообразность использования свойств «магического квадрата». Как показано в [2,4], такой подход действительно дает предельно высокую плотность записи информации в рамках единого общесистемного классификационного структурирования физических объектов и информационных систем. Если числовым коэффициентам матрицы «магического квадрата» поставить в соответствие элементарные частицы – протон, нейтрон, кварк-антикваркные пары и λ -частицу, то образуется устойчивая равновесная система ур-частицы [1], описанная в таблице 1.

Таблица 1. Структура ур-частицы в форме «магического квадрата»

$q_p\,\bar{q}_p$	$q_n\,\bar{q}_p$	$q_\lambda\bar{q}_p$
$q_p\,\bar{q}_n$	$q_n\,\bar{q}_n$	$q_\lambda\bar{q}_n$
$q_p\,\bar{q}_\lambda$	$q_n\,\bar{q}_\lambda$	$q_\lambda\bar{q}_\lambda$

На основе структурирования периодической таблицы элементов Д.И. Менделеева объясняется принцип работы системы квантового управления, через шины данных и адресов – распределенных в эфире, который представляет собой систему ур-частиц, или нонетов сахатонов – NST, находящихся в узлах «жесткой кристаллической решетки» эфира, как показано на рис. 1.

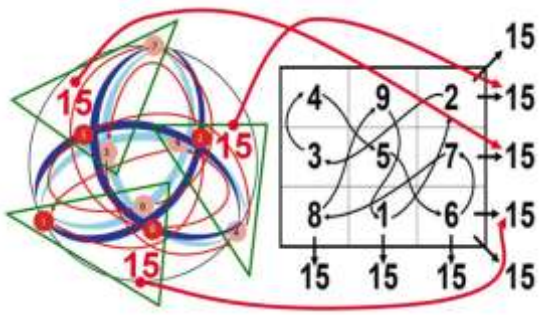


Рис. 1. Сферическое представление «магического квадрата»

Как известно, опираясь на теорию разложения чисел на простые множители (Питер Шор), представленных в новемологические таблицы умножения (НТУ) до 100 и до 1000, и криптографические дешифраторы фирмой IBM были предложены сверхбыстродействующие квантовые компьютеры. Это позволяет предположить, что существуют естественные природные метакомпьютерные устройства в атомах элементов. Поэтому в данной работе ставится задача теоретического обоснования числового образа атомного строения и атомно-эфирной системы записи и воспроизведения информации.

III. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Количество матриц, вращающихся вокруг своих центров и центров таблиц умножения до 100 (9 матриц) и 1000 (81 матриц) в сумме с двумя базовыми матрицами (матрица цифр 1-9 и четных цифр), равно 92 (2+9+81=92), что соответствует атомному номеру Урана. При этом структура электронного облака атома Урана идентична со структурной разновидностью матриц и их количеству в таблицах. Орбита №1 – 2 электрона, то есть 2 матрицы одноразрядных чисел; орбита №2 – 8 электронов, то есть 8 вращающихся матриц двухразрядных чисел; орбита №3 – 18 электронов, то есть 18 центральных (крестово-ромбических) матриц обеих таблиц умножения; орбита 4 – 32 электрона, то есть 8x4=32 матрицы четных секторов трехразрядных чисел без центральных матриц и орбита 5 – 32 электрона, то есть 8x4=32 матрицы угловых секторов. Отметим, что «жёсткая» и «тонкостенная» оболочка (кожух) ядра с одинаковым диаметром для всех атомов является оперативным запоминающим устройством (ОЗУ). Это объясняется сферической сшивкой элементарных частиц новемологически структурированных по принципу строения, равновесно сбалансированных со всех сторон матриц «магического квадрата». На магической таблице умножения до 1000 суммы каждой из 27-ми строк, 27-ми столбцов и двух диагоналей составляют 3375.

На рис. 2 показана ур-частица, привязанная к узлам шины данных и адресов эфира.

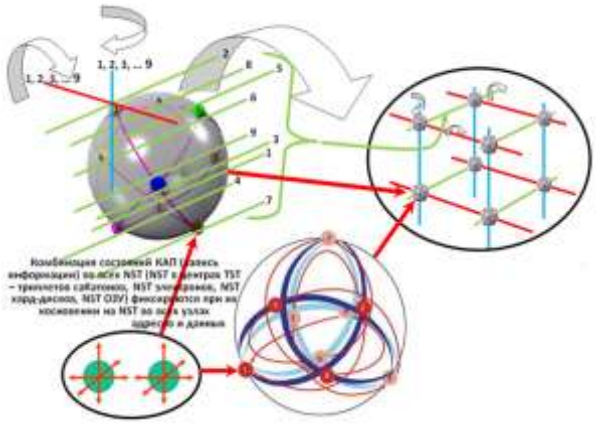


Рис. 2. Информационная структура эфира

Рассматриваемые шины представляют собой девятипарные прямые линии связи, синхронно вращающиеся с девятью кварк-антикваркными парами.

Кварк-антикваркные пары ядра атома интерфейсно инициируются под воздействием вращающегося процессорного электрона, связанного, с пронизывающим «кожух» ядра линией «привязки» с центром – с одним из NST эфира. И, в зависимости от спин-состояний 729 кварк-антикваркных девятипарностей (КАД, ур-частиц или нонетов сахатонов - NST) всех 92 протонов, нейтронов и лямбда-частиц ядра атома, соответственно, осуществляется бесконечная во времени непрерывная запись информации. При этом траектория вращения электрона, так же определяется траекторией порядкового счета до девяти в «магическом квадрате», наподобие фигуры Лиссажу.

Суммарная память на девятом уровне делимости ядра, составляет 92x36x10 в 6561-й степени бит и определяется вращающимися 6561-кратными оборотами за одно вращение электрона 6561 кварк-антикваркных пар с 36 спин-комбинациями каждой пары в 92-х триплетах сакатонов.

Таким образом, предложенная в работе гипотеза позволяет сделать вывод о том, что имеются все необходимые условия и предпосылки для существования и функционирования естественного уранового квантового компьютера (УКК).

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во всех узлах эфира имеется пересечение трёх взаимно перпендикулярных прямых линий связи, состоящих из параллельно расположенных 9 пар, синхронно вращающихся с 9 кварк-антикваркными парами (9 КАП, или NST - нонетов сахатонов). Объем памяти одной пары равен 6x6=36 бит. В данном объеме памяти фиксируются траектории вращения атомного электрона и состояния всех составляющих атомного ядра, которые затем могут информационно считываться и

воспроизводиться физическими и биологическими объектами.

Список литературы

[1] Фрауэнфельдер, Хенли. Субатомная физика. - М.1976. Subatomic Phisyc. Hans Frauenfelder University of Illinois, Ernst M. Henli University of Washington. Printice-Holl, Inc., Englewood Chiffs, New Jersey. 1974.

[2] Okoneshnikov V. Tao Boll. Spherical Model of Systematization of Philosophy Sciences // 9th International Congress of Logic, Methodology and Philosophy of Science. Vol. 2, P. 63. 1991.

[3] Оконешников В.И. Культурологические истоки и логико-гносеологическое основание философской инженерии. Диссертация. ЯГУ. 1993.

[4] Оконешников В.И. Колымский проект. Авторская рукопись, депонированная в Российском авторском обществе (РАО, Свидетельство №12611 от 01.10.2007).

[5] Оконешников В.И. Возможности внутреннего зрения. Издание Московского философского фонда. М.1999.

[6] Ноговицын В.П. Прошедшее, настоящее и грядущее саха. Новосибирск. Наука. 2004. С. 139-148.

Оконешников Василий Иванович, 1947 года рождения, кандидат философских наук. Окончил в 1975 году Новосибирский электротехнический институт (ныне НГТУ), радиотехнический факультет. С 1977 по 1993 год работал ведущим конструктором, научным сотрудником Института космофизических исследований и аэрономии СО РАН. В 1993 году защитил диссертацию по основаниям философской (трансцендентальной) инженерии.

Разинкин Владимир Павлович, доктор технических наук, профессор кафедры Теоретических основ радиотехники Новосибирского государственного технического университета. Автор более 150 научных публикаций.

Новый дипольный излучатель с концевым питанием

А. П. Горбачев, Д. А. Бухтияров
Новосибирский Государственный Технический Университет

***Аннотация* – Представлен новаторский подход к улучшению характеристик дипольной антенны путем использования т.н. дипольного излучателя с концевым питанием. Так как в центральной области излучателя отсутствуют какие-либо проводники, излучение предлагаемого излучателя будет обладать высокой чистотой поляризации. Результаты моделирования показывают, что такой излучатель обеспечивает высокую чистоту поляризации с улучшенным до 12 дБ отношением передне-заднего излучения без уменьшения широкополосности.**

***Ключевые слова* – Цилиндрический излучатель, распределение тока, метод наведенных электродвижущих сил.**

I. Введение

Антенны в современных беспроводных системах связи должны быть как можно более компактными. За последние 10 лет было представлено множество дипольных антенн с полосковым либо коаксиальным питанием [1] – [3]. Каждая из этих антенн – успешное открытие с точки зрения ширины рабочей полосы частот, диаграммы направленности, миниатюризации и простоты изготовления. Однако, все антенны содержат симметрирующее устройство, используемое для возбуждения центрально-питаемого диполя. Такая структура антенны не обеспечивает свободное пространство вокруг смежных точек питания, потому что отводящие передающие линии симметрирующего устройства должны быть соединены с этими точками. Зачастую противофазные выходы симметрирующего устройства расположены в пространстве с существенным расстоянием между ними, что ведет к увеличению занимаемого ими пространства вокруг точек питания диполя. Это также требует корректного выполнения расчета влияния этих линий, так же как и их изгибов в меандр или поворотов назад. Можно предположить, что подключение отводящих передающих линий симметрирующего устройства к дальним, а не к смежным полюсам проводов, будет улучшать большинство характеристик антенн, включая отношение передне-заднего излучения и возможность монтировать антенны на плоские, неплоские или изрезанные поверхности.

В соответствии с этим предположением, мы предлагаем модифицированный излучатель дипольного вида. Его компоновка является результатом использования стандартного метода расчета антенн (такого, как метод наведенных электродвижущих сил) применительно к нестандартному дипольному излучателю с концевым питанием и обычному симметрирующему устройству, такому как направленный ответвитель на связанных линиях, или двухшлейфный мост. После его корректного расчета, этот излучатель, будучи скомпонован над заземленной плоскостью (такой как заземленная экранирующая пластина симметрирующего устройства), работает как направленная отдельно стоящая антенна или играет роль облучателя во многих антенных системах. Представляется теоретический анализ такого излучателя, а результаты моделирования, приведенные в последнем разделе, используются для верификации предлагаемого подхода.

II. Сопротивление излучения диполного излучателя с концевым питанием

Дипольный излучатель с концевым питанием содержит два коллинеарных идентичных цилиндрических проводника 1 и 2, питающий коаксиальный кабель 3 и симметрирующее устройство с входным плечом 5 и противофазными выходными плечами 6 и 7 (Рис. 1).

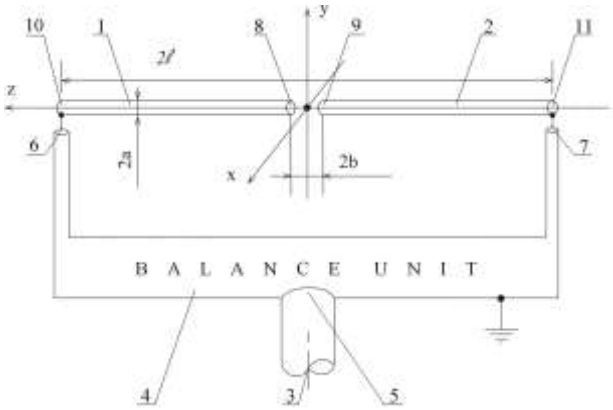


Рис. 1. Дипольный излучатель с концевым питанием.

Нижеследующий анализ проводится для идеально проводящих проводников 1 и 2 радиусов a, являющихся электрически тонкими (т.е. $a \ll \lambda$), где λ – длина волны в свободном пространстве. Смежные

концы 8 и 9 расположены в непосредственной близости (т.е $b \ll \lambda$), а противофазные выходы 6 и 7 соединяются с дальними концами 10 и 11 коллинеарных проводников 1 и 2. Оба провода, каждый длиной l, центрированы и ориентированы вдоль оси z. Излучатель расположен в однородном внешнем пространстве, характеризуемом относительными диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями с соответствующим волновым числом $k=\omega\sqrt{\varepsilon\mu}$ и характеристическим импедансом $\eta=\sqrt{\mu/\varepsilon}$.

В соответствии с [4], распределение тока и сопротивление излучения R_r дипольного излучателя запишутся:

$$I(x'=0,y'=0,z')=\begin{cases}+I_m\sin(kz'),0<z'\le l\\ -I_m\sin(kz'),-l<z'\le 0\end{cases}, \quad (1)$$

$$R_r=60\int_0^{\pi}\left[Q^2\big/\sin\theta\right]d\theta, \quad (2)$$

$$Q=1-\cos(\alpha\cos\theta)\cos\alpha-\sin(\alpha\cos\theta)\sin\alpha\cos\theta, \quad (3)$$

где (x',y',z') – координаты, принадлежащие излучателю, I_m – амплитуда тока, $\alpha=kl$.

Для получения выражения (2) в замкнутой форме введены обозначения для констант: $s=\sin\alpha$, $s_2=\sin(2\alpha)$, $s_4=\sin(4\alpha)$, $c=\cos\alpha$, $c_2=\cos(2\alpha)$, $c_4=\cos(4\alpha)$. Преобразуем (3) в двучлен:

$$Q=-c[\cos(\alpha\cos\theta)-c]-s[\sin(\alpha\cos\theta)\cos\theta-s]. \quad (4)$$

При возведении (4) в квадрат, получим три слагаемых в числителе интеграла (2), соответственно равного сумме трех интегралов:

$$R_r=R1+R2+R3. \quad (5)$$

Поочередно вычислим данные интегралы, затем просуммируем. Для сокращения записи будем нормировать интегралы к константам, получаемым при возведении (4) в квадрат. Для приведения подобных слагаемых будем использовать стандартные тригонометрические формулы (двойного угла, понижения степени и т.п.). Также будем использовать свойство

$$\int_b^a f(x)dx=-\int_a^b f(x)dx. \quad (6)$$

При интегрировании будут проведены несколько замен переменных. Первая замена:

$$x=\cos\theta,\ \theta=\arccos x,$$

$$d\theta=-dx\big/\sqrt{1-x^2},\ \sin\theta=\sqrt{1-x^2}; \quad (7)$$

после пересчета пределов интегрирования получим: верхний предел $a=\cos\pi=-1$, нижний предел $b=\cos 0=1$.

Для вычисления первого интеграла из (5), применяем последовательно (7) и (6):

$$\frac{R1}{60c^2}=\int_0^{\pi}\frac{[\cos(\alpha\cos\theta)-c]^2}{\sin\theta}d\theta=$$

$$=\int_1^{-1}\frac{[\cos(\alpha x)-c]^2}{\sqrt{1-x^2}}\left(\frac{-dx}{\sqrt{1-x^2}}\right)=\int_{-1}^{1}\frac{\left[\cos(\alpha x)-c\right]^2}{1-x^2}dx. \quad (8)$$

Выполним разложение знаменателя (8) на простые дроби

$$1\big/(1-x^2)=0.5\big(1\big/(1-x)+1\big/(1+x)\big). \quad (9)$$

Получаем два интеграла, в первом изменим знак переменной, затем применим к нему (6) и сложим со вторым интегралом, получим

$$\frac{R1}{60c^2}=\int_{-1}^{1}\frac{\left[\cos(\alpha x)-c\right]^2}{1+x}dx. \quad (10)$$

Вторая замена переменных:

$$u=\alpha(x+1),\ x=(u/\alpha)-1,\ dx=du/\alpha,$$

$$a=2\alpha,\ b=0. \quad (11)$$

Осуществив замену (11) в (10), получим

$$\frac{R1}{60c^2}=\int_0^{2\alpha}\frac{\left[\cos[\alpha((u/\alpha)-1)]-c\right]^2}{1+(u/\alpha)-1}\frac{du}{\alpha}=$$

$$=-s_2\int_0^{2\alpha}\frac{\sin u}{u}du+\frac{s_2}{2}\int_0^{2\alpha}\frac{\sin(2u)}{u}du+$$

$$+\int_0^{2\alpha}\frac{-2c^2\cos u+c^2+c^2(1-\sin^2 u)+s^2\sin^2 u}{u}du. \quad (12)$$

Полученные интегралы нельзя выразить через элементарные функции. Используем специальные функции: интегральный синус

$$Si(x)=\int_0^x\frac{\sin u}{u}du, \quad (13)$$

интегральный косинус

$$Ci(x)=\gamma+\ln(x)+\int_0^x\frac{\cos u-1}{u}du, \quad (14)$$

обращенный интегральный косинус

$$Ci_n(x)=\int_0^x\frac{1-\cos u}{u}du=\gamma+\ln(x)-Ci(x), \quad (15)$$

где $\gamma=0.5772157$ (постоянная Эйлера).

Выражая (12) через (13), получим:

$$R1\big/60c^2=-s_2Si(2\alpha)+0.5s_2Si(4\alpha)+$$

$$+2c^2\int_0^{2\alpha}\frac{1-\cos u}{u}du+\int_0^{2\alpha}\frac{\sin^2 u(s^2-c^2)}{u}du. \quad (16)$$

Выполнив некоторые преобразования (16) и подставив (15), можем записать окончательное выражение для первого интеграла из (5):

$$R1 = 30c^2[4c^2 Ci_n(2\alpha) - c_2 Ci_n(4\alpha) + \\ + s_2 Si(4\alpha) - s_2 Si(2\alpha)]. \quad (17)$$

Вычисление второго интеграла из (5) происходит аналогично вычислению первого, применяем последовательно (7), (6), (9), (11):

$$\frac{R2}{60s_2} = \int_0^{\pi} \frac{[\cos(\alpha\cos\theta) - c][\sin(\alpha\cos\theta)\cos\theta - s]}{\sin\theta} d\theta =$$

$$= \int_{-1}^{1} \frac{0.5\sin(2\alpha x)x - c\sin(\alpha x)x}{1+x} dx - s\int_{-1}^{1} \frac{\cos(\alpha x) - c}{1+x} =$$

$$= \int_0^{2\alpha} \frac{0.5\sin(2u - 2\alpha)[(u/\alpha) - 1]}{u} du +$$

$$- \int_0^{2\alpha} \frac{c\sin(u-\alpha)[(u/\alpha) - 1]}{u} du - s\int_0^{2\alpha} \frac{\cos(u-\alpha) - c}{u} du =$$

$$= c^2 \int_0^{2\alpha} \frac{\sin u}{u} du - s\left(s\int_0^{2\alpha} \frac{\sin u}{u} du - c\int_0^{2\alpha} \frac{1-\cos u}{u} du \right) -$$

$$- \frac{c_2}{2}\int_0^{2\alpha} \frac{\sin(2u)}{u} du + \frac{s_2}{2}\left(\int_0^{2\alpha} \frac{\cos(2u)}{u} du - \int_0^{2\alpha} \frac{\cos u}{u} du \right) =$$

$$= (-s^2 + c^2) Si(2\alpha) - 0.5c_2 Si(4\alpha) + s_2 Ci_n(2\alpha) -$$

$$-0.5s_2 Ci_n(4\alpha) - s^2 Si(2\alpha) + 0.5s_2 Ci_n(2\alpha). \quad (18)$$

Получим окончательное выражение для R_2

$$R2 = 15s_4[2Si(2\alpha) - Si(4\alpha)] + \\ 30s_2^2[2Ci_n(2\alpha) - Ci_n(4\alpha)]. \quad (19)$$

Вычисление третьего интеграла из (5) происходит аналогично вычислению второго, применяем последовательно (7), (6), (9) и (11):

$$\frac{R3}{60s^2} = \int_0^{\pi} \frac{[\sin(\alpha\cos\theta)\cos\theta - \mathrm{s}]^2}{\sin\theta} d\theta =$$

$$= \int_{-1}^{1} \frac{[\sin(\alpha x)x - \mathrm{s}]^2}{1+x} dx =$$

$$= \int_0^{2\alpha} \frac{[\sin(u-\alpha)((u/\alpha) - 1) - \mathrm{s}]^2}{u} du =$$

$$= \frac{s^2}{\alpha^2}\int_0^{2\alpha} u\cos^2 u\, du - \frac{s_2}{2\alpha^2}\int_0^{2\alpha} u\sin(2u) du +$$

$$+ \frac{c^2}{\alpha^2}\int_0^{2\alpha} u\sin^2 u\, du + \frac{2s^2}{\alpha}\int_0^{2\alpha} (1-\cos u)\cos u\, du -$$

$$- \frac{s_2}{\alpha}\int_0^{2\alpha} (1-\cos u)\sin u\, du + \frac{s_2}{2\alpha}\int_0^{2\alpha} \sin(2u) du -$$

$$- \frac{2c^2}{\alpha}\int_0^{2\alpha} \sin^2 u\, du + s^2\int_0^{2\alpha} \frac{(1-\cos u)^2}{u} du +$$

$$+ s_2\int_0^{2\alpha} \frac{(1-\cos u)\sin u}{u} du + \frac{c^2}{2}\int_0^{2\alpha} \frac{1-\cos(2u)}{u} du =$$

$$= 1 + \frac{1}{2\alpha}(s_2 c_4 - s_4 c_2) - 2 + \frac{s_2}{\alpha} + s_2 Si(2\alpha) -$$

$$-0.5s_2 Si(4\alpha) + 2s^2 Ci_n(2\alpha) + 0.5c_2 Ci_n(4\alpha).$$

Получим окончательное выражение для R_3

$$R3 = -60s^2 + 60s^2 s_2 Si(2\alpha) - 30s^2 s_2 Si(4\alpha) + \\ +120s^4 Ci_n(2\alpha) + 30s^2 c_2 Ci_n(4\alpha) + 30s^2 s_2/\alpha. \quad (20)$$

Просуммировав выражения (17), (19) и (20) в соответствии с (5), выполнив все возможные преобразования для упрощения, можем записать выражение (2) как

$$R_r = 30\left[3\gamma + 2\ln(2\alpha) + \ln(\alpha) + Ci(4\alpha) - 4Ci(2\alpha) + \\ + \sin^2\alpha\left((\sin(2\alpha)/\alpha) - 2\right)\right]. \quad (21)$$

Согласно [5, глава 8] активная часть R_m входного импеданса $Z_m = R_m + jX_m$, отнесенная к амплитуде I_m тока в пучности, может быть выражена как $R_m = R_r$, тогда как входное сопротивление R_{in}, отнесенное к амплитуде тока I_l на клеммах питания 10 и 11 излучателя (Рис. 1), может быть получено через передаточное соотношение $I_l = I_m \sin(kl)$ или:

$$R_{in} = R_m / \sin^2(kl). \quad (22)$$

Реактивная часть входного сопротивления не может быть определена с помощью того же метода, что и активная часть, по причине, как было установлено в [5, глава 4], того, что интегрирование по замкнутой сфере не дает мнимую мощность, обусловленную поперечной компонентой W_θ плотности потока мощности. Поэтому для получения выражения для реактивной части необходимо использовать метод наведенных электродвижущих сил.

III. Полное сопротивление дипольного излучателя с концевым питанием

Метод наведенных электродвижущих сил является классическим методом для вычисления полных сопротивлений. Этот метод изначально применим к прямым, параллельным или коллинеарным элементам и более сложен при учете радиуса проводников и зазора между ними в начале координат. Однако он поз-

воляет получить решение в замкнутой форме, которое дают расчетные значения, пригодные для непосредственного использования их в качестве начальных значений при электродинамическом моделировании. Когда рассматривается входной реактанс, должны быть известны электромагнитные поля в ближней зоне. Нижеследующая процедура похожа на ту, которая используется в [5, глава 8] для классического диполя. Главные отличия состоят в том, что распределение тока другое [см. (1)] и интегрирование более трудоемко. Согласно [4], активная R_m (R_{in}) и реактивная X_m (X_{in}) части полного (входного) импеданса, отнесенные к амплитуде тока в пучности (к амплитуде тока I_l на клеммах питания), в свободном пространстве могут быть записаны (в Омах)

$$R_m = 60(I_{a12} - I_{a13} - I_{a22} + I_{a23} + I_{26} - I_{22} - I_{24}), \quad (23)$$

$$X_m = 60(I_{a11} + I_{a14} - I_{a21} - I_{a24} - I_{21} - I_{23} + I_{25}), \quad (24)$$

$$R_{in} = R_m \big/ \sin^2 kl, \; X_{in} = X_m \big/ \sin^2 kl. \quad (25)$$

Интегралы, содержащиеся в (23) – (24), определяются как

$$I_{a11} = \frac{s}{k}\int_0^l (z-l)\frac{\cos(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{(R_{1l}^*)^3}dz,$$

$$I_{a12} = \frac{s}{k}\int_0^l (z-l)\frac{\sin(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{(R_{1l}^*)^3}dz,$$

$$I_{a13} = s\int_0^l (z-l)\frac{\cos(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{(R_{1l}^*)^2}dz,$$

$$I_{a14} = s\int_0^l (z-l)\frac{\sin(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{(R_{1l}^*)^2}dz,$$

$$I_{a21} = \frac{s}{k}\int_0^l (z+l)\frac{\cos(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{(R_{2l}^*)^3}dz,$$

$$I_{a22} = \frac{s}{k}\int_0^l (z+l)\frac{\sin(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{(R_{2l}^*)^3}dz,$$

$$I_{a23} = s\int_0^l (z+l)\frac{\cos(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{(R_{2l}^*)^2}dz,$$

$$I_{a24} = s\int_0^l (z+l)\frac{\sin(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{(R_{2l}^*)^2}dz,$$

$$I_{21} = c\int_0^l \frac{\cos(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{R_{1l}^*}dz,$$

$$I_{22} = c\int_0^l \frac{\sin(kR_{1l}^*)\sin(kz)}{R_{1l}^*}dz,$$

$$I_{23} = c\int_0^l \frac{\cos(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{R_{2l}^*}dz,$$

$$I_{24} = c\int_0^l \frac{\sin(kR_{2l}^*)\sin(kz)}{R_{2l}^*}dz,$$

$$I_{25} = 2\int_0^l \frac{\cos(kR_0^*)\sin(kz)}{R_0^*}dz,$$

$$I_{26} = 2\int_0^l \frac{\cos(kR_0^*)\sin(kz)}{R_0^*}dz,$$

где $R_0^* = \sqrt{a^2+z^2}$, $R_{1l}^* = \sqrt{a^2+(z-l)^2}$, $R_{2l}^* = \sqrt{a^2+(z+l)^2}$.

Для нахождения выражений (23) и (24) полного сопротивления Z_m мы должны преобразовать их, чтобы выражать интегралы через специальную функцию, т.н. интегральную экспоненту:

$$E(z) = \int_z^\infty \frac{e^{-u}}{u}du = -Ci(z) + j(Si(z) - \frac{\pi}{2}). \quad (26)$$

Для преобразования интегралов будут использованы формулы Эйлера для комплексных экспонент:

$$e^{jx} = \cos x + j\sin x, \; \sin x = \frac{e^{jx}-e^{-jx}}{2j}, \; \cos x = \frac{e^{jx}+e^{-jx}}{2}.$$

Результат преобразований:

$$Z_0 = I_{26} + jI_{25} = \int_0^l \frac{e^{-jk(R_0^*-z)}}{R_0^*}dz - \int_0^l \frac{e^{-jk(R_0^*+z)}}{R_0^*}dz. \quad (27)$$

Аналогично для всех интегралов:

$$Z_1 = -I_{22} - jI_{21} = \frac{c}{2}\left(\int_0^l \frac{e^{-jk(R_{1l}^*+z)}}{R_{1l}^*}dz - \int_0^l \frac{e^{-jk(R_{1l}^*-z)}}{R_{1l}^*}dz\right); \quad (28)$$

$$Z_2 = -I_{24} - jI_{23} = \frac{c}{2}\left(\int_0^l \frac{e^{-jk(R_{2l}^*+z)}}{R_{2l}^*}dz - \int_0^l \frac{e^{-jk(R_{2l}^*-z)}}{R_{2l}^*}dz\right); \quad (29)$$

$$Z_{11} = I_{a12} + jI_{a11} - I_{a22} - jI_{a21} =$$

$$= \frac{s}{2k}\left(\int_0^l \frac{(z-l)e^{-jk(R_{1l}^*-z)}}{(R_{1l}^*)^3}dz - \int_0^l \frac{(z-l)e^{-jk(R_{1l}^*+z)}}{(R_{1l}^*)^3}dz + \right.$$

$$\left. + \int_0^l \frac{(z+l)e^{-jk(R_{2l}^*+z)}}{(R_{2l}^*)^3}dz - \int_0^l \frac{(z+l)e^{-jk(R_{2l}^*-z)}}{(R_{2l}^*)^3}dz\right); \quad (30)$$

$$Z_{12} = I_{a23} - jI_{a24} - I_{a13} + jI_{a14} =$$

$$= \frac{js}{2}\left(\int_0^l \frac{(z-l)e^{-jk(R_{1l}^*-z)}}{(R_{1l}^*)^2}dz - \int_0^l \frac{(z-l)e^{-jk(R_{1l}^*+z)}}{(R_{1l}^*)^2}dz + \right.$$

$$+\int_0^l \frac{(z+l)e^{-jk(R_{2l}^*+z)}}{(R_{2l}^*)^2}dz-\int_0^l \frac{(z+l)e^{-jk(R_{2l}^*-z)}}{(R_{2l}^*)^2}dz\Bigg). \quad (31)$$

Таким образом, выражения (23), (24) могут быть получены как

$$R_m = 60\,\mathrm{Re}(Z_0+Z_1+Z_2+Z_{11}+Z_{12}), \quad (32)$$

$$X_m = 60\,\mathrm{Im}(Z_0+Z_1+Z_2+Z_{11}+Z_{12}). \quad (33)$$

Интегрирование с использованием (26) будет осуществляться согласно формуле

$$\int_b^a \frac{e^{-u}}{u}du = E(b)-E(a). \quad (34)$$

Введена система вспомогательных функций, определяемых как:

$$S(t)=\sqrt{2^t+d^2},\ P(t)=S(t)+2^{0.5t},$$

$$M(t)=S(t)-2^{0.5t},\ R(t)=\sqrt{P(t)/M(t)}, \quad (35)$$

где $d=a/l$.

Вычисление Z_0: в первом интеграле в (27) выполняется следующая замена переменных:

$$x=jk(R_0^*-z),\ dx=jk(\frac{z\cdot dz}{R_0^*}-dz)=-jk\frac{R_0^*-z}{R_0^*}dz,$$

$$dx/x=-dz/R_0^*;$$

пределы интегрирования будут пересчитаны, с обозначением согласно (35): $a1=j\alpha M(0)$, $b1=jka$. Во втором интеграле в (27) выполняется следующая замена переменных:

$$y=jk(R_0^*+z),\ dy=jk[(z\cdot dz/R_0^*)+dz],\ dy/y=dz/R_0^*;$$

пределы интегрирования будут пересчитаны: $a2=j\alpha P(0)$, $b2=jka$.

После выполнения этих замен интегрируем, применяя последовательно (7) и (34):

$$Z_0=-\int_{b1}^{a1}\frac{e^{-u}}{u}du-\int_{b2}^{a2}\frac{e^{-u}}{u}du=\int_{a1}^{b1}\frac{e^{-u}}{u}du+\int_{a2}^{b2}\frac{e^{-u}}{u}du=$$

$$=E(j\alpha M(0))-E(jka)+E(j\alpha P(0))-E(jka). \quad (36)$$

Вычисление Z_1: в первом интеграле в (28) будет выполнена следующая замена переменных:

$$x=jk(R_{1l}^*+(z-l)),\ dx=jk(\frac{z-l}{R_{1l}^*}dz+dz),$$

$$dx/x=dz/R_{1l}^*;$$

пределы интегрирования будут пересчитаны: $a1=jka$, $b1=j\alpha M(0)$. Во втором интеграле в (28) будет выполнена следующая замена переменных:

$$y=jk(R_{1l}^*-(z-l)),\ dy=jk(\frac{z-l}{R_{1l}^*}dz-dz),$$

$$dy/y=-dz/R_{1l}^*;$$

пределы интегрирования будут пересчитаны: $a2=jka$, $b2=j\alpha P(0)$.

После выполнения этих замен, имеем:

$$Z_1=\frac{c}{2}\left(e^{-j\alpha}\int_{b1}^{a1}\frac{e^{-u}}{u}du+e^{j\alpha}\int_{b2}^{a2}\frac{e^{-u}}{u}du\right)=$$

$$=0.5c^2[E(j\alpha M(0))+E(j\alpha P(0))-2E(jka)]+$$

$$+j0.25s_2[E(j\alpha P(0))-E(j\alpha M(0))]. \quad (37)$$

Вычисление Z_2: изменим знак переменной в (29) как $z\to -z$:

$$Z_2=\frac{c}{2}\left(\int_0^{-l}\frac{e^{-jk(R_{1l}^*+z)}}{R_{1l}^*}dz-\int_0^{-l}\frac{e^{-jk(R_{1l}^*-z)}}{R_{1l}^*}dz\right). \quad (38)$$

Выражение (38) совпадает с Z_1 (28), поэтому мы будем использовать те же самые замены переменных, но с другими пределами интегрирования:

$$Z_2=0.5c\Big(e^{-j\alpha}[E(j\alpha M(0))-E(j\alpha M(2))]+$$

$$+e^{j\alpha}[E(j\alpha P(0))-E(j\alpha P(2))]\Big). \quad (39)$$

Вычисление Z_{11}: в первом и втором интегралах в (30) будет выполнена следующая замена переменных:

$$x=z-l,\ dz=dx,\ z=x+l;$$

пределы интегрирования $a1=0$, $b1=-l$. В третьем и четвертом интегралах в (30) будет выполнена следующая замена переменных:

$$y=z+l,\ dz=dy,\ z=y-l;$$

пределы интегрирования $a2=2l$, $b2=l$.

После выполнения этих замен, имеем:

$$Z_{11}=\frac{s}{2k}\left(\int_{-l}^{0}\frac{\exp[-jk(\sqrt{a^2+x^2}-x-l)]x}{\sqrt{(a^2+x^2)^3}}dx-\right.$$

$$-\int_{-l}^{0}\frac{\exp[-jk(\sqrt{a^2+x^2}+x+l)]x}{\sqrt{(a^2+x^2)^3}}dx+$$

$$+\int_{l}^{2l}\frac{\exp[-jk(\sqrt{a^2+y^2}+y-l)]y}{\sqrt{(a^2+y^2)^3}}dy-$$

$$\left.-\int_{l}^{2l}\frac{\exp[-jk(\sqrt{a^2+y^2}-y+l)]y}{\sqrt{(a^2+y^2)^3}}dy\right). \quad (40)$$

В первом и втором интегралах в (40) будет выполнена следующая замена переменных:

$$x=a\cdot tg(z),\ dx=a\cdot dz/\cos^2 z,\ z=arctg(x/a);$$

пределы интегрирования $a1=0$, $b1=arctg(-l/a)$. В третьем и четвертом интегралах в (40) будет выполнена следующая замена переменных:

$y = a \cdot tg(z)$, $dy = a \cdot dz / \cos^2 z$, $z = arctg(y/a)$;

пределы интегрирования $a2 = arctg(2l/a)$, $b2 = arctg(l/a)$. Также используем стандартную формулу

$$1 + tg^2 x = 1/\cos^2 x. \qquad (41)$$

После выполнения описанных замен и применения (41), имеем:

$$Z_{11} = \frac{s}{2k}\left(\int_{b1}^{a1} \sin z \cdot \exp\left[-jk\left(\frac{a - a\sin z}{\cos z} - l\right)\right]\frac{dz}{a} - \right.$$
$$-\int_{b1}^{a1} \sin z \cdot \exp\left[-jk\left(\frac{a + a\sin z}{\cos z} + l\right)\right]\frac{dz}{a} +$$
$$+\int_{b2}^{a2} \sin z \cdot \exp\left[-jk\left(\frac{a + a\sin z}{\cos z} - l\right)\right]\frac{dz}{a} -$$
$$\left.-\int_{b2}^{a2} \sin z \cdot \exp\left[-jk\left(\frac{a - a\sin z}{\cos z} + l\right)\right]\frac{dz}{a}\right). \qquad (42)$$

Во всех четырех интегралах в (42) будет выполнена следующая замена переменных:

$\sin z = x$, $dz = dx / \sqrt{1 - x^2}$, $\sin(arctg(x)) = x / \sqrt{1 + x^2}$.

В первом и втором интегралах в (42) пределы интегрирования $a1 = 0$, $b1 = -1/S(0)$; в третьем и четвертом интегралах в (42) пределы интегрирования $a2 = 2/S(2)$, $b2 = 1/S(0)$.

После выполнения этих замен и нескольких преобразований, получим выражение, в котором обозначим $g = 1 + x$, $n = 1 - x$:

$$Z_{11} = \frac{s \cdot e^{j\alpha}}{2ka}\left(\int_{b1}^{a1} \frac{\exp(-jka\sqrt{n/g})}{\sqrt{n/g}}dx - \int_{b1}^{a1} \frac{\exp(-jka\sqrt{n/g})}{\sqrt{ng}}dx + \right.$$
$$\left.+\int_{b2}^{a2} \frac{\exp(-jka\sqrt{g/n})}{\sqrt{ng}}dx - \int_{b2}^{a2} \frac{\exp(-jka\sqrt{g/n})}{\sqrt{g/n}}dx\right) +$$
$$+\frac{s \cdot e^{-j\alpha}}{2ka}\left(\int_{b1}^{a1} \frac{\exp(-jka\sqrt{g/n})}{\sqrt{g/n}}dx - \int_{b1}^{a1} \frac{\exp(-jka\sqrt{g/n})}{\sqrt{ng}}dx + \right.$$
$$\left.+\int_{b2}^{a2} \frac{\exp(-jka\sqrt{n/g})}{\sqrt{ng}}dx - \int_{b2}^{a2} \frac{\exp(-jka\sqrt{n/g})}{\sqrt{n/g}}dx\right). \qquad (43)$$

Выполняя смену знака переменной $x \to -x$ только в тех интегралах в (43), которые содержат в аргументе экспоненты выражение $\sqrt{g/n}$, получаем изменение пределов интегрирования этих интегралов:

$$a3 = -a1 = 0,\ b3 = -b1 = 1/S(0),$$
$$a4 = -a2 = -2/S(2),\ b4 = -b2 = -1/S(0).$$

Выполняем в (43) следующую замену переменных:

$$u = g = 1 + x,\ du = dx,\ n = 1 - x = 2 - u;$$

обозначим $v = \sqrt{(2/u) - 1}$; пределы интегрирования

$$a1 = 1,\ b1 = M(0)/S(0);\ a2 = P(2)/S(2),$$
$$b2 = P(0)/S(0);\ a3 = 1,\ b3 = P(0)/S(0);$$
$$a4 = M(2)/S(2),\ b4 = M(0)/S(0).$$

После выполнения этих замен, имеем:

$$Z_{11} = \frac{s \cdot e^{j\alpha}}{2ka}\left(\int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkav}}{v}du - \int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkav}du}{\sqrt{2u - u^2}} + \right.$$
$$\left.+\int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkav}}{v}du - \int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkav}du}{\sqrt{2u - u^2}}\right) + \frac{s \cdot e^{-j\alpha}}{2ka}\left(-\int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkav}}{v}du + \right.$$
$$\left.+\int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkav}du}{\sqrt{2u - u^2}} - \int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkav}}{v}du + \int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkav}du}{\sqrt{2u - u^2}}\right). \qquad (44)$$

Выполняем в (44) следующую замену переменных:

$$y = v = \sqrt{(2/u) - 1},\ u = \frac{2}{y^2 + 1},\ du = \frac{-4y \cdot dy}{(y^2 + 1)^2};$$

пределы интегрирования $a1 = 1$, $b1 = R(0)$; $a4 = R(2)$, $b4 = R(0)$; $a3 = 1$, $b3 = 1/R(0)$; $a2 = 1/R(2)$, $b2 = 1/R(0)$.

После выполнения этих подстановок и некоторых преобразований, имеем:

$$Z_{11} = \frac{s \cdot e^{j\alpha}}{2ka}\left(\int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkay}dy}{(y - j)^2} + \int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkay}dy}{(y + j)^2} + \int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkay}dy}{(y - j)^2} + \right.$$
$$\left.+\int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkay}dy}{(y + j)^2}\right) - \frac{s \cdot e^{-j\alpha}}{2ka}\left(\int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkay}dy}{(y + j)^2} + \int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkay}dy}{(y - j)^2} + \right.$$
$$\left.+\int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkay}dy}{(y + j)^2} + \int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkay}dy}{(y - j)^2}\right). \qquad (45)$$

Необходимо выполнить несколько преобразований (включая интегрирование по частям) в (45), с целью устранения интегралов с выражениями $(y \pm j)^2$ в знаменателе; после этого (45) примет вид

$$Z_{11} = \frac{s \cdot e^{j\alpha}}{2j}\left(\int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkay}}{y + j}dy + \int_{b1}^{a1} \frac{e^{-jkay}}{y - j}dy + \int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkay}}{y + j}dy + \right.$$
$$\left.+\int_{b4}^{a4} \frac{e^{-jkay}}{y - j}dy\right) + \frac{s^2 e^{-jka}}{jka} - \frac{s \cdot e^{-j\alpha}}{2j}\left(\int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkay}}{y + j}dy + \right.$$
$$\left.+\int_{b3}^{a3} \frac{e^{-jkay}}{y - j}dy + \int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkay}}{y + j}dy + \int_{b2}^{a2} \frac{e^{-jkay}}{y - j}dy\right) +$$

$$+\frac{s\cdot e^{j\alpha}}{ka}\left(\frac{M(0)R(0)}{S(0)}e^{-jkaR(0)}-\frac{M(2)R(2)}{2S(2)}e^{-jkaR(2)}\right)+$$
$$+\frac{s\cdot e^{-j\alpha}}{ka}\left(\frac{0.5P(2)}{S(2)R(2)}e^{-\frac{jka}{R(2)}}-\frac{P(0)}{S(0)R(0)}e^{-\frac{jka}{R(0)}}\right). \quad (46)$$

Вычисление Z_{12}: в процессе интегрирования (31), мы должны выполнить все те же замены переменных в том же самом порядке, как это было сделано в (30) и (40)-(46), после этого имеем

$$Z_{12}=\frac{s\cdot e^{j\alpha}}{2j}\left(-\int_{b1}^{a1}\frac{e^{-jkay}}{y-j}dy-\int_{b1}^{a1}\frac{e^{-jkay}}{y+j}dy+\int_{b1}^{a1}\frac{e^{-jkay}}{y}dy-\right.$$
$$\left.-\int_{b4}^{a4}\frac{e^{-jkay}}{y+j}dy-\int_{b4}^{a4}\frac{e^{-jkay}}{y-j}dy+\int_{b4}^{a4}\frac{e^{-jkay}}{y}dy\right)+$$
$$+\frac{s\cdot e^{-j\alpha}}{2j}\left(\int_{b3}^{a3}\frac{e^{-jkay}}{y+j}dy+\int_{b3}^{a3}\frac{e^{-jkay}}{y-j}dy-\int_{b3}^{a3}\frac{e^{-jkay}}{y}dy+\right.$$
$$\left.+\int_{b2}^{a2}\frac{e^{-jkay}}{y+j}dy+\int_{b2}^{a2}\frac{e^{-jkay}}{y-j}dy-\int_{b2}^{a2}\frac{e^{-jkay}}{y}dy\right). \quad (47)$$

Как можно видеть, при сложении Z_{11} (46) и Z_{12} (47) интегралы, содержащие выражения $y\pm j$ в знаменателе, взаимно сократятся; останутся только интегралы, выразимые через (34). В результате, суммируя (36), (37), (39), (46), (47) согласно (32) и (33), после некоторых преобразований вместе с приведением подобных слагаемых, можем записать выражения для R_m и X_m. Для этого расширим систему вспомогательных функций (35), введя новые:

$$Si_{\Sigma}(t)=Si(\alpha P(t))+Si(\alpha M(t)),$$
$$Ci_{\Sigma}(t)=Ci(\alpha P(t))+Ci(\alpha M(t)),$$
$$Si_{R\Sigma}(t)=Si(kaR(t))+Si(ka/R(t)),$$
$$Ci_{R\Sigma}(t)=Ci(kaR(t))+Ci(ka/R(t)),$$
$$\mathrm{sink}(x)=\sin x/x,\ \mathrm{cosk}(x)=\cos x/x. \quad (48)$$

Таким образом, активная R_m и реактивная X_m части полного сопротивления Z_m могут быть записаны, используя (35) и (48), как

$$R_m=s^2[0.5Ci_{R\Sigma}(2)-Ci_{R\Sigma}(0)-Ci_{\Sigma}(0)-\mathrm{sink}(ka)+$$
$$+\mathrm{sink}(\alpha\cdot S(2))]+c^2[0.5Ci_{\Sigma}(2)-2Ci_{\Sigma}(0)]+3\cdot Ci(ka); \quad (49)$$
$$X_m=s^2[Si_{R\Sigma}(0)-0.5Si_{R\Sigma}(2)+Si_{\Sigma}(0)-\mathrm{cosk}(ka)+$$
$$+\mathrm{cosk}(\alpha\cdot S(2))]+c^2[2Si_{\Sigma}(0)-0.5Si_{\Sigma}(2)]-3\cdot Si(ka). \quad (50)$$

Если радиус $a=0.0001l$, то результат (49), получаемый методом наведенных электродвижущих сил, равен результату (21), даваемому посредством интегрирования по поверхности сферы в дальней зоне, конкретно для $l/\lambda=0.289$ мы имеем

$$R_m=94.363,\quad R_{in}=100.264. \quad (51)$$

Такое совпадение обеих величин может рассматриваться как взаимная проверка вычислений. Кроме того, эти величины будут использоваться в последующем электродинамическом моделировании.

IV. АНТЕНА ДИПОЛЬНОГО ВИДА

Физические характеристики представленной антенны являются таким же, как и у обычной антенны, описанной в [5], однако соответствующая компоновка является существенно отличной (Рис. 2).

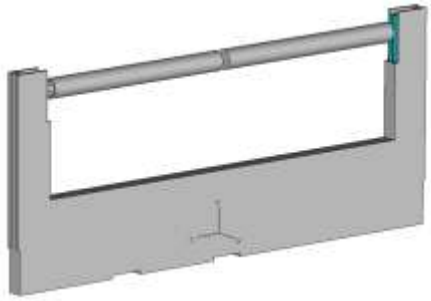


Рис. 2. Трехмерный вид дипольного излучателя с концевым питанием.

Присутствие заземленного пенала, содержащего симметрирующее устройство, вносит связь между излучателем и этим устройством, в результате чего требуется изменить расстояние S между ним и осью z. Величина S была изначально выбрана согласно [5], а затем пересчитана с использованием электродинамического моделирования с целью минимизировать возвратные потери на входе используемого симметрирующего устройства. Его выполнение производится по классической процедуре реализации четвертьволнового полоскового направленного ответвителя, описанной в [7]. Главной функцией, требуемой от симметрирующего устройства, является обеспечение противофазности возбуждающих сигналов на выходах отводящих полосковых передающих линий. Требуемый фазовый сдвиг получается путем подстройки разности их длин, которая должна быть равна $0.5\lambda/\sqrt{\varepsilon_r}$, где ε_r есть диэлектрическая постоянная материала, используемого для реализации ответвителя. Заметим, что вышеупомянутая подстройка должна выполняться вместе с электромагнитным моделированием. Так как характеристический импеданс коаксиального кабеля 3 (Рис. 1) равен 50 Ом и излучатель соединен с симметрирующим устройством последовательно [8], входное активное сопротивление R_{in} отдельно стоящего излучателя должно быть удвоено (

$R_{in} = 100$ Ом). Это заключение требует, чтобы относительная длина излучающих проводников (Рис. 2) была изначально выбрана, как указано выше в списке параметров (51).

Как следует из (50), вышеупомянутое условие $l/\lambda = 0.289$ дает соответствующий входной реактанс для практически важного диапазона изменения радиусов ($0.01 \le a/l \le 0.05$) около $-j700$ Ом. Поскольку симметрирующее устройство вносит в излучатель индуктивный реактанс X_{bal}, который является функцией расстояния S, только разность $X_{bal} - j600$ должна быть компенсирована любыми способами. Для компенсации такой емкостной разности индуктивный реактанс $X^* = j\left|X_{bal} - 600\right|/2$ Ом должен быть изначально внесен в эквивалентную схему излучателя последовательно в оба его плеча. Такой способ компенсации был подробно описан в [9]. Согласно ему, каждый из индуктивных реактансов выполняется как короткозамкнутая коаксиальная линия длиной l^* с соответствующими внутренним и наружным радиусами r^* и R^*, помещенными внутри пустотелых плеч излучателя, где $l^* < l$, $R^* < a$. Моделирование и оптимизация выполнялись с использованием пакета WIPL-D [10] для $\varepsilon_r = 2.5$ (российский диэлектрик ФАФ-4), приводя к следующим итоговым размерам (в миллиметрах): $l = 100$, $a = 3$, $l^* = 83$, $r^* = 0.8$, $R^* = 2.5$, $S = 62$. Итоговые частотные характеристики симметрирующего устройства, которое питает дипольный излучатель с концевым питанием, представлены на Рис. 3.

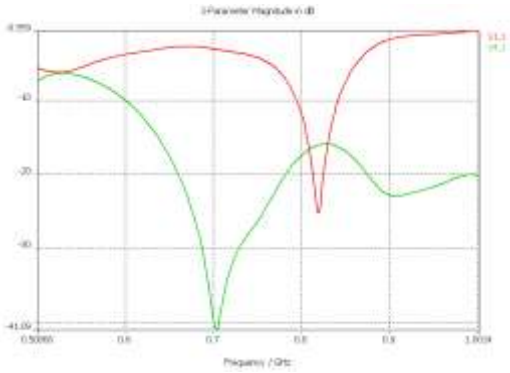


Рис. 3. Промоделированные S-параметры симметрирующего устройства, питающего излучатель с концевым питанием.

V. Заключение

Исследован дипольный излучатель с концевым питанием, способный обеспечить излучение с высокой чистотой поляризации. Привлекательным преимуществом данного излучателя являются его компактные размеры в диапазоне СВЧ, что дает возможность для новых применений в беспроводных телекоммуникационных системах.

Эта работа была частично поддержана Министерством образования и науки РФ, грант № 716672011, и Новосибирским государственным техническим университетом, грант № 018-НСГ-12.

Список литературы

[1] N. Kaneda, W. R. Deal, Y. Qian, R. Waterhouse, and T. Itoh, “A broad-band planar quasi-Yagi antenna,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 50, no. 8, pp. 1158–1160, Aug. 2002.

[2] F.-Y. Kuo, H.-T. Chou, H.-T. Hsu, H.-H. Chou, and P. Nepa, “A novel dipole antenna design with an over 100% operation bandwidth,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 58, no. 8, pp. 2737–2741, Aug. 2010.

[3] J. A. Tirado-Mendez, H. Jardon-Aguilar, R. Flores-Leal, M. Reyes-Ayala, and F. Iturbide-Sanchez, “Inductively-loaded Yagi-Uda antenna with cylindrical cover for size reduction at VHF-UHF bands,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 59, no. 2, pp. 357–362, Feb. 2011.

[4] Бухтияров Д. А., Горбачев А. П., Филимонова Ю. О. “Дипольный излучатель”. Заявка №2011133738 на патент РФ, подана 12.07.2011.

[5] C. A. Balanis, Antenna Theory. Analysis and Design. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2005.

[6] L. J. Chu and J. A. Stratton, “Forced oscillations of a prolate spheroid,” Journal of Applied Physics, vol. 12, no. 3, pp. 241–248, Mar. 1941.

[7] R. K. Mongia, I. J. Bahl, P. Bhartia, and J. Hong, RF and Microwave Coupled-Line Circuits. Norwood, MA: Artech House, 2007.

[8] E. B. Kaldjob, B. Geck, and H. Eul, “Impedance measurement of properly excited small balanced antennas,” IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, vol. 8, pp. 193–195, 2009.

[9] J. D. Kraus, Antennas. New York: McGraw-Hill, 1950, pp. 426–428.

[10] B. M. Kolundzija, J. S. Ognjanovic, T. K. Sarkar, WIPL-D: Microwave Circuit and 3D EM Simulation for RF & Microwave Applications. Software and User’s Manual. Norwood, MA: Artech House, 2005

Горбачев Анатолий Петрович родился в Тюмени, Россия, 19 апреля 1951 года. Получил диплом радиоинженера Новосибирского Государственного Технического Университета, Новосибирск, Россия, в 1973, степени кандидата и доктора наук, защитив диссертации в Московском Государственном Авиационном Институте в 1979 и 1999 гг. соответственно.

В настоящее время – профессор в Новосибирском Государственном Техническом Университете.

Бухтияров Дмитрий Андреевич родился в Черепаново, Россия, 6 ноября 1990 года. В настоящее время – студент Новосибирского Государственного Технического Университета.

Исследование влияния влажности воздуха на картины газоразрядных фотографий объектов малой площади

А. В. Мокроусов, Л. И. Лисицына
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
E - mail anmokrousov@yandex.ru

***Аннотация* – Рассмотрено влияние влажности воздуха на картины газоразрядных фотографий (ГРФ) объектов малой площади (металлических и кожного покрова). Показано, что влажность воздуха в большой степени влияет на картину газового разряда. Рекомендовано процедуру получения ГРФ проводить при влажности, близкой к нормальной.**

***Ключевые слова* – Газовый разряд, фотография, параметры, влажность, кожный покров, биологически активная точка, металлическая пластина.**

I. Введение

В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ много внимания уделяется изучению и применению газоразрядных фотографий (ГРФ) в промышленности и медицине [1, 2, 3]. В работах [4, 5, 6] предложено устройство для получения картин ГРФ объектов малой площади, в частности, биологически активных точек (БАТ). В [7] рассмотрены параметры картин ГРФ БАТ, а в [8] – особенности картин ГРФ БАТ при различных состояниях организма. В [9] разработана программа для оценки параметров и поиска характерных признаков картин ГРФ объектов малой площади. Для практического использования ГРФ объектов малой площади был проведен первичный набор статистики.

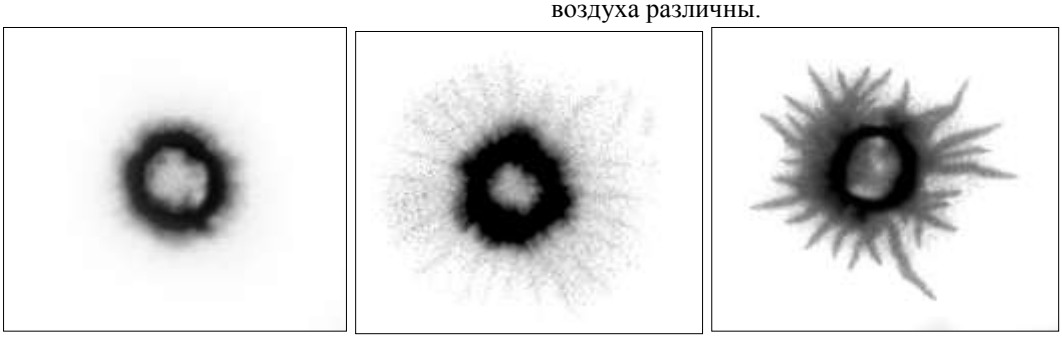
II. Постановка задачи

При наборе статистики по параметрам ГРФ и работе с программой анализа обнаружено, что на параметры и признаки ГРФ (коэффициент заполнения, толщина короны, коэффициент размытия, наличие игольчатых стримеров, пучков стримеров, яркость свечения) влияют условия окружающей среды. В данной работе проанализировано влияние влажности воздуха на картины ГРФ объектов малой площади.

III. Результаты экспериментов

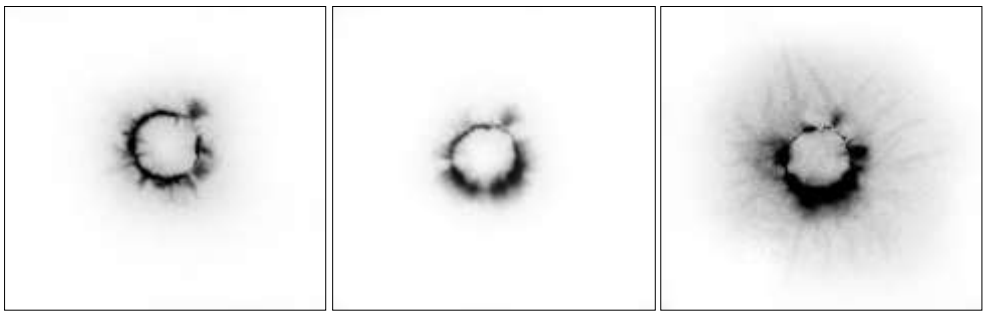
Условия эксперимента: температура воздуха – 25° ± 0,5°, давление 750÷760 мм. рт. ст., влажность – 32, 50 и 67%. Влажность и температура воздуха измерялись гигрометром-психрометром ВИТ-1. Радиус рабочего электрода R – 1 мм. В качестве объекта исследования использованы металлическая пластина и кожный покров в области БАТ. Для удаления различных загрязнений поверхность объекта перед проведением эксперимента обрабатывалась медицинским спиртом.

На рис. 1 представлены картины ГРФ металлической пластины, полученные с интервалом в 1 час при различной влажности воздуха (влажность изменялась искусственно). Картины при различной влажности воздуха различны.



1 2 3

Рис. 1. Картины ГРФ металлической пластины: 1 – влажность воздуха 32%, 2 – 50%, 3 – 67%



1 2 3

Рис. 2. Картины ГРФ БАТ точки GI4 при различных условиях съемки, 1 – влажность воздуха 32%, 2 –50%, 3 – 67%,

Для исследования ГРФ БАТ были привлечены 5 испытуемых. Снимались картины ГРФ одних и тех же БАТ с интервалом в 1 час при различной влажности воздуха. В качестве примера на рис. 2 приведены картины ГРФ БАТ для одного испытуемого.

С помощью программы анализа ГРФ БАТ проведена оценка параметров картин (для металлической пластины – табл. 1, для ГРФ БАТ – табл. 2).

ТАБЛИЦА I

ПАРАМЕТРЫ И ПРИЗНАКИ ГРФ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Влажность воздуха, %	32	50	67
Коэффициент заполнения	100	100	100
Относительная толщина короны, h/R	0,29	0,46	0,59
Игольчатые стримеры	-	+	+
Пучки стримеров	-	-	-
Яркость	высокая	высокая	высокая
Коэффициент размытия	1,62	1,83	4,39

ТАБЛИЦА II

ПАРАМЕТРЫ И ПРИЗНАКИ ГРФ БАТ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Влажность воздуха, %	32	50	67
Коэффициент заполнения	76	70	74
Относительная толщина короны, h/R	0,1	0,11	0,29
Игольчатые стримеры	-	-	+
Пучки стримеров	+	+	+
Яркость	высокая	высокая	высокая
Коэффициент размытия	6,29	13,41	15,27

IV. Обсуждение результатов

Анализ данных таблиц показывает, что для обоих объектов с ростом влажности растет толщина короны (h) (рис. 3), увеличиваются коэффициент размытия (рис. 4), появляются дополнительные игольчатые стримеры. Коэффициент заполнения практически не изменяется.

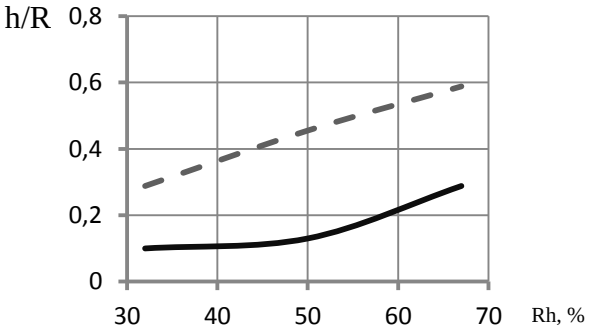


Рис. 3. Зависимость относительной толщины короны (h/R) свечения от влажности воздуха (Rh) (– для БАТ, - - для металлического электрода)

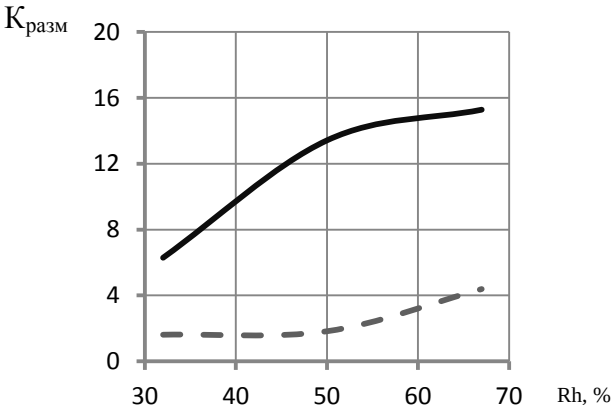


Рис. 4. Зависимость коэффициента размытия ГРФ свечения от влажности воздуха (Rh) (– для БАТ, - - для металлического электрода

Характеристические признаки ГРФ БАТ при изменении влажности сохраняются (пучки стримеров),

однако при влажности 67% появляются дополнительные признаки – игольчатые стримеры. Подобные стримеры появляются и на ГРФ металлической пластины, что говорит о связи наличия игольчатых стримеров на ГРФ с повышенной влажностью воздуха.

V. Заключение

Исходя из анализа полученных данных, можно сделать важный вывод: процедуру получения ГРФ объектов малой площади возможно проводить только при влажности воздуха, близкой к нормальной, что позволит добиться повторяемости картин.

Список литературы

[1] Бойченко А.П. Шустов М.А. Основы газоразрядной фотографии. – Томск: STT, 2004. – 316 с.

[2] Игнатьев Н.К. Электробиолюминесцентное исследование. – Новосибирск: ООО «Реклама Плюс», 2011. – 76 с.

[3] Мокроусов А.В. Применение метода Кирлиан в медицине. – Материалы РНТК «Информатика и проблемы телекоммуникаций». Том 1. – Новосибирск: СОМАИ, 2005. – С. 171-174.

[4] Устройство для исследования излучения биологических объектов в высокочастотном электромагнитном поле / Мокроусов А.В., Лисицына Л.И.// Патент РФ на полезную модель № 98885 от 12.04.2010.

[5] Мокроусов А.В. Разработка устройства для получения фотографий газового разряда в области биологически активных точек. Научный вестник НГТУ. – 2009. – №3 (36), – С. 159-164.

[6] Устройство для оценки параметров биологически активных точек / Белавская С.В., Лисицына Л.И., Мокроусов А.В. //Патент РФ на полезную модель № 99310 от 12.04.2010.

[7] Belova A.E., Lisitcina L.I., Mokrousov A.V.Judina N.A. The first analyze of gas-discharge photo of biologically active points - International Workshop and Tutorials on Electron Devices and Materials' 2007: Workshop Proceedings. – Novosibirsk: NSTU, IEEE, 2007. – P. 158-160.

[8] Мокроусов А.В., Ефименко В.Г., Сорокин О.В., Лисицына Л.И., Куликов В.Ю. Особенности микроциркуляции и вегетативного баланса в группах с различными газоразрядными признаками акупунктурных точек. «Медицина и образование в Сибири». № 2, 2012.

[9] Мокроусов А.В., Белова А.Е, Грузман И.С. Программное определение положения разрывов контура газоразрядных фотографий биологически активных точек – Материалы РНТК «Информатика и проблемы телекоммуникаций». Том 1. – Новосибирск: СОМАИ, 2008.– С. 337-338.

Мокроусов Андрей Владимирович, магистр техники и технологии, ассистент каф. полупроводниковых приборов и микроэлектроники НГТУ. Основное направление научных исследований – медицинские устройства газоразрядной фотографии для исследования состояния биологически активных точек. Имеет 22 публикации, в том числе 3 патента РФ на полезную модель.

Лисицына Лилия Ивановна, доктор технических наук, профессор кафедры электронных приоров Новосибирского государственного технического университета. Основное направление научных исследований – разработка приборов для рефлексотерапии и внутриполостного воздействия. Имеет более 300 публикаций, в том числе более 30 авторских свидетельств и патентов РФ.

Влияние конфигурации щели среднего электрода одиночной линзы на ее оптические параметры

В. Г. Данилов, А. Ф. Еремина, Л. И. Лисицына
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

***Аннотация* – Проанализировано влияние размеров и формы щели среднего электрода скрещенной линзы на оптическую силу и сферическую аберрацию. Показано, что при определенных размерах щели можно получить высокие значения оптической силы и малую сферическую аберрацию.**

***Ключевые слова* – скрещенная линза, средний электрод, щель, конфигурация размеры, соотношение потенциалов, оптическая сила, сферическая аберрация.**

I. Введение

Разработка электронных линз малой протяженности (например, квадрупольные дуплеты и триплеты, скрещенные линзы с тонкими диафрагмами) является актуальной задачей в связи с их возможным применением в перспективных разработках. Одним из таких разработок – SED – дисплеи (Surface conduction Electron – emitter Display – поверхностно-проводящие электронноизлучающие дисплеи), в которых используются многочисленные электронные пушки, работающие попиксельно [1].

II. Постановка задачи

Скрещенными линзами названы линзы, образованные набором диафрагм, со щелевыми отверстиями, повернутыми относительно друг друга на 90 градусов (рис. 1). Использование таких линз позволяет конструировать приборы малой протяженности с высокими параметрами.

В работах [2, 3] проведено исследование подобных линз с различными межэлектродными расстояниями и размерами щели внешних электродов. В данной работе продолжены исследования подобных линз – рассмотрено влияние конфигурации щели среднего электрода на оптическую силу и сферическую аберрацию. Исследована одиночная линза, состоящая из трех плоскопараллельных пластин со щелями, потенциал крайних электродов – U_1, среднего – U_2.

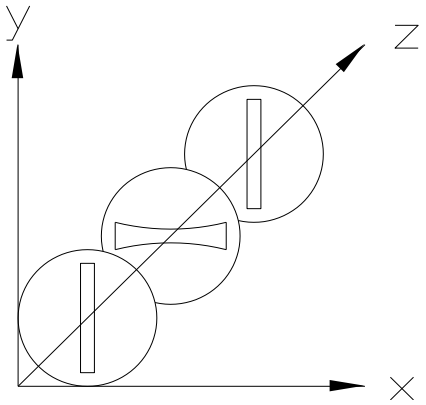


Рис. 1. Эскиз щелевой одиночной линзы

III. Результаты расчета

Исследования проведены путем математического моделирования. Расчет трехмерного поля осуществляется методом интегральных уравнений с дискретным представлением зарядов. По траекториям главных параксиальных лучей определялись фокусные расстояния, при сравнении траекторий параксиальных и непараксиальных лучей определялась сферическая аберрация.

Исследованы линзы с прямоугольными щелями среднего электрода с различным соотношением сторон a_x/a_y и с криволинейными щелями (различные радиусы кривизны сторон среднего электрода). Исследованы слабые линзы. Расстояние между электродами – 0,4 ширины щели (0,4 a_y), толщина электродов (пластин) – 0,05 ширины щели (0,05 a_y).

Скрещенная линза – астигматична, в одной из плоскостей она обладает собирающим действием, а перпендикулярно этой плоскости – рассеивающим. На рис. 2 представлены зависимости оптической силы линзы от соотношения потенциалов на электродах при a_x/a_y=2, из которых видно, что собирающее действие такой линзы несколько слабее рассеивающего.

Следует отметить, что в случае меньшего потенциала на среднем электроде (U_2/U_1<1) плоскости рассеивающая и собирающая меняются местами.

На рис. 3 приведены зависимости сферической аберрации, отнесенной к величине оптической силы от соотношения потенциалов U_2/U_1, из которых видно, что для собирающей плоскости при U_2/U_1 ~1,4 аберрация приобретает нулевое значение, а затем, меняет знак.

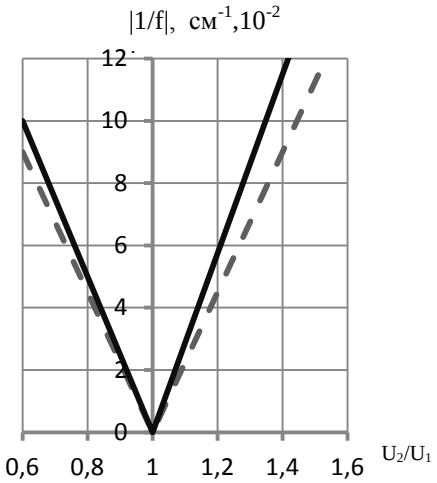


Рис. 2. Зависимости оптической силы от соотношения потенциалов на электродах:
– рассеивающее действие,
-- собирающее действие.

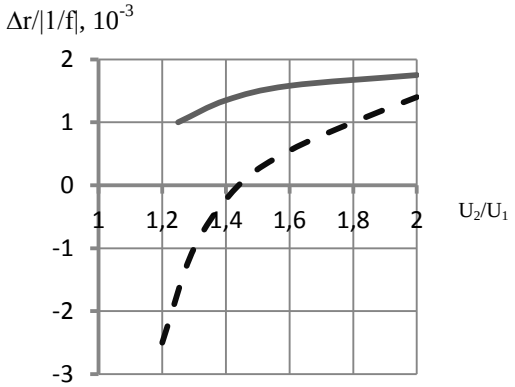


Рис. 3. Зависимости сферической аберрации, отнесенной к величине оптической силы, от соотношения потенциалов при a_x/a_y =2:
– рассеивающее действие,
-- собирающее действие.

На рис. 4 представлены зависимости оптической силы от соотношения сторон щели среднего электрода при U_2/U_1 = 1,4. Отмечено, что с ростом a_x/a_y (с уменьшением ширины щели) оптическая сила возрастает.

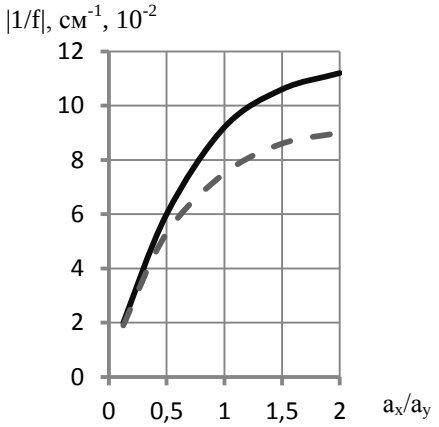


Рис. 4. Зависимости оптической силы от величины a_x/a_y при U_2/U_1 =1,4:
– рассеивающее действие,
-- собирающее действие.

На рис. 5 приведены зависимости сферической аберрации, отнесённой к величине оптической силы, от соотношения a_x/a_y. Видно, что с ростом a_x/a_y уменьшение ширины щели величина Δr/|1/f| резко падает. При $a_x/a_y \approx 1{,}4$ аберрация приобретает нулевое значение в собирающей плоскости и при дальнейшем увеличении a_x/a_y оказывается отрицательной.

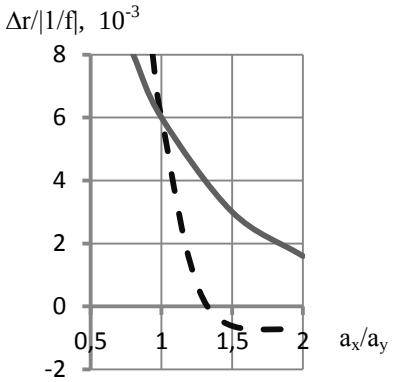


Рис. 5. Зависимости Δr/|1/f| от соотношения a_x/a_y при U_2/U_1 =1,4:
– рассеивающее действие,
-- собирающее действие.

Далее представлены зависимости для линзы с криволинейными щелями (различными радиусами кривизны сторон среднего электрода) R= 6..28 отн. ед. (рис. 6).

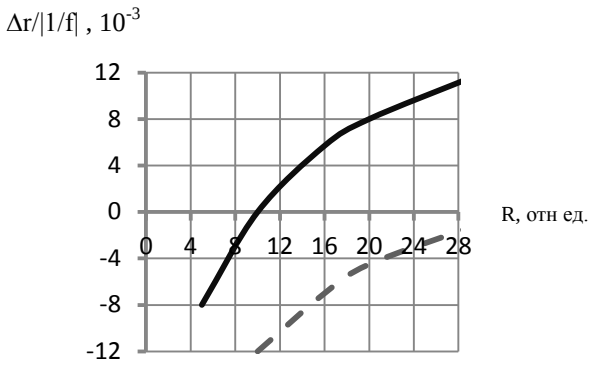


Рис. 5. Зависимости Δr/|1/f| от радиуса кривизны сторон щели среднего электрода при U_2/ U_1 =1,4:
– рассеивающее действие,
-- собирающее действие.

Из зависимостей видно, что в рассеивающей плоскости нулевое значение аберрация приобретает при R ≈ 10 отн. ед. и далее меняет знак. В собирающей плоскости аберрация уменьшается с ростом R (т.е. при приближении криволинейной щели к прямоугольной форме).

IV. Выводы и заключение

Проведённые исследования скрещенной линзы позволяют сформулировать определенные выводы.

1. Линза с прямоугольным сечением щели среднего электрода при a_x/a_y = 2 обеспечивает большую оптическую силу в собирающей плоскости, нежели в рассеивающей.
2. Для линзы с a_x/a_y = 2 при соотношении потенциалов U_2/U_1≈ 1,4 сферическая аберрация приобретает нулевое значение в собирающей плоскости.
3. С уменьшением ширины щели среднего электрода (с ростом a_x/a_y) оптическая сила линзы возрастает в обеих плоскостях.
4. С уменьшением ширины щели среднего электрода (с ростом a_x/a_y) можно получить отрицательное значение сферической аберрации в собирающей плоскости.
5. Для линзы с криволинейной щелью среднего электрода можно получить нулевое значение аберрации в рассеивающей плоскости. В собирающей плоскости аберрация уменьшается при приближении криволинейной щели к прямоугольной форме.
6. При определенных режимах и формах щели среднего электрода исследуемую линзу можно использовать для компенсации сферической аберрации в электронно-оптических системах.

Список литературы

[1] Л.И. Лисицына Расчёт и конструирование приборов отображения информации.Ч.1Учебное пособие. – Новосибирск: НГТУ, 2011.

[2] Данилов В.Г., Еремина А.Ф., Лисицына Л.И. Влияние размеров щелей внешних электродов одиночной линзы на ее параметры. Материалы Российской НТ конференции “Информатика и проблемы телекоммуникаций”. Т. 1. – Новосибирск: СОМАИ. 2010. - С. 384-387.

[3] Данилов В.Г., Еремина А.Ф., Лисицына Л.И. Влияние межэлектродных расстояний на параметры щелевой линзы. Материалы международной конференции “Актуальные проблемы электронного приборостроения”. Т. 2 – Новосибирск: НГТУ. 2010. – С. 101-103.

Анализ работы МЭМП с мостовой схемой включения при случайных воздействиях

Василий Н. Васюков, Валерий П. Драгунов, Дмитрий И. Остертак
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
E-mail: vasyukov@edu.nstu.ru, drag@adm.nstu.ru, ostertak@ngs.ru

***Аннотация* – Представлены результаты анализа работы двухконденсаторного мостового микроэлектромеханического преобразователя (МЭМП) энергии механических колебаний в электрическую энергию в условиях случайных воздействий с учетом взаимного влияния электрических и механических сил. Предлагается методика расчета энергетических характеристик МЭМП при случайном характере возбуждения. Для двух типов источника возбуждения получены оценки мощности, выделяемой в сопротивлении нагрузки.**

***Ключевые слова* – Микроэлектромеханический преобразователь, случайное воздействие, многочастотные колебания, переменный конденсатор, спектральный анализ, дискретное преобразование Фурье.**

I. Введение

Современные достижения в проектировании микросистем и беспроводных устройств открыли возможность создания целого класса новых устройств – миниатюрных, малопотребляющих, автономных сенсоров и беспроводных сенсорных сетей (БСС). Высокая потребность в устройствах такого рода имеется в биомедицине, охранных комплексах, системах мониторинга окружающей среды, системах контроля состояния зданий и сооружений, а также на транспорте и в военном деле.

Одной из проблем при массовом развертывании БСС является отсутствие автономных необслуживаемых источников электрической энергии для питания узлов БСС, так как прокладка электрических проводов является дорогостоящей и во многих случаях невозможной из-за труднодоступности автономных сенсоров, а традиционные химические источники требуют периодического обслуживания, что также дорого и неудобно.

Использование возобновляемых источников питания, извлекающих энергию из окружающей среды, взамен традиционных батарей и аккумуляторов представляется наиболее подходящей альтернативой. Возникло целое научное направление, посвященное исследованиям в этой области, носящее название «energy harvesting/scavenging», что в переводе с английского означает «сбор энергии» или «утилизация энергии». Источниками энергии могут быть солнечный свет, потоки жидкостей и газов, перепады давления и температуры, радиоактивное излучение и энергия механических колебаний и вибраций.

Ввиду распространенности и доступности источников механических колебаний наиболее подходящим является использование микроэлектромеханических преобразователей (МЭМП) механической энергии в электрическую [1–5]. Принцип действия электростатических МЭМП энергии основан на изменении заряда или напряжения на обкладках переменного конденсатора под воздействием механических колебаний и вибраций.

В подавляющем большинстве работ, посвященных анализу МЭМП энергии, полагают, что имеется один источник детерминированных гармонических механических колебаний. На практике же гармонические колебания почти не встречаются, напротив, колебания, как правило, имеют случайный многочастотный характер [1]. В связи с этим возникает вопрос об оценке мощности, получаемой в условиях воздействия случайных многочастотных колебаний.

В данной статье представлен анализ работы двухконденсаторного мостового МЭМ преобразователя энергии механических колебаний в электрическую с изменяющейся площадью перекрытия электродов [6, 7] при воздействии случайных многочастотных колебаний с учетом взаимного влияния электрических и механических сил.

II. Модель

Схематическое изображение конструкции двухконденсаторного МЭМП энергии механических колебаний в электрическую энергию мостового типа, в котором модуляция емкостей конденсаторов осуществляется изменением площади перекрытия электродов, показано на рис. 1а, а его электрическая схема – на рис. 2.

В данном преобразователе колебания корпуса приводят к смещению подвижного электрода относительно неподвижных (рис. 1б), емкости C_1 и C_2 изменяются, изменяя потенциал общей точки φ_1, что и используется для совершения полезной работы. Модуляция емкостей C_1 и C_2 (рис. 1) в данном случае осуществляется изменением площадей перекрытия электродов.

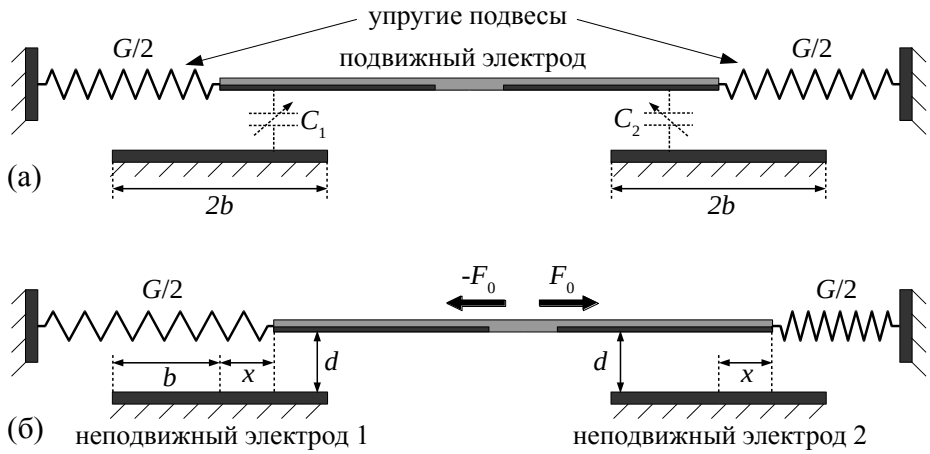


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции двухконденсаторного преобразователя с изменением площади перекрытия электродов. а) – в отсутствии смещения, б) – при смещении подвижного электрода

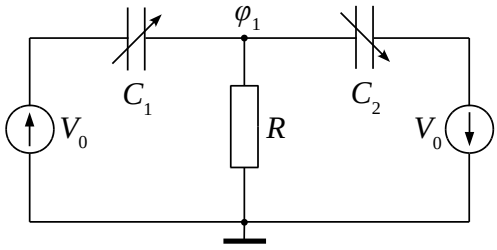


Рис. 2. Электрическая схема двухконденсаторного преобразователя мостового типа

Преимуществом такого преобразователя является отсутствие эффектов схлопывания и электростатического «размягчения», кроме того, нет необходимости в использовании дополнительных переключателей для периодической подзарядки системы [6].

Система уравнений, описывающих поведение данного преобразователя, может быть представлена в виде [6]:

$$\begin{cases} C_1\dfrac{dV_1}{dt}+V_1\dfrac{dC_1}{dt}=C_2\dfrac{dV_2}{dt}+V_2\dfrac{dC_2}{dt}+\dfrac{\varphi_1}{R} \\ m\dfrac{d^2x}{dt^2}+B\dfrac{dx}{dt}+Gx-F_{эл}=-F(t) \end{cases}, \quad (1)$$

где V_1 и V_2 – падения напряжения на конденсаторах 1 и 2, соответственно, R – сопротивление нагрузки, x – смещение подвижного электрода относительно положения равновесия, m – масса подвижного электрода, B – коэффициент силы вязкого трения, G – коэффициент восстанавливающей силы, $F(t)$ – действующая сила, $F_{эл}$ – латеральная составляющая электростатической силы.

Учитывая результаты [8–11], для данной конструкции преобразователя при отношении $b/d > 50$ будем полагать, что в интервале $0.1 < x/b < 0.9$ электростатическая сила $F_{эл}$ при неизменном напряжении не изменяется, а емкости конденсаторов C_1 и C_2 могут быть найдены с помощью формулы емкости идеального плоского конденсатора: $C_1 = C_0(1 - z)$, $C_2 = C_0(1 + z)$, $C_0 = \varepsilon_0\varepsilon ab/d$, где a – длина электрода, $2b$ – ширина неподвижного электрода, d – величина межэлектродного зазора, а $z = x/b$ – относительное смещение электродов. Расчеты [8–11] показывают, что максимальная погрешность при этом не превысит 5%.

С учетом того, что $V_1 = V_0 - \varphi_1$ и $V_2 = V_0 + \varphi_1$, систему уравнений (1) можно преобразовать к виду

$$\begin{cases} \dfrac{d\varphi_1}{dt}=-\dfrac{\varphi_1}{2RC_0}-V_0\dfrac{dz}{dt} \\ mb\dfrac{d^2z}{dt^2}+Bb\dfrac{dz}{dt}+Gbx-\dfrac{2C_0}{b}V_0\varphi_1=-F(t) \end{cases}. \quad (2)$$

Анализ системы (2) показал [6–8], что при изменении вынуждающей силы по гармоническому закону – $mA_0\omega^2\sin(\omega t)$ (здесь A_0 – амплитуда колебаний основания преобразователя) смещение подвижного электрода данного МЭМП в установившемся режиме также подчиняется гармоническому закону

$$z = z_0\sin(\omega t+\psi), \quad (3)$$

а напряжение на резисторе R определяется выражением

$$\varphi_{уст}(t) = V_0 z_0 \sin\phi\cdot\sin(\omega t+\psi+\phi), \quad (4)$$

где $\phi = -\mathrm{arctg}(\omega/\omega_c)$, $\omega_c = 1/(2RC_0)$,

$$z_0 = \frac{A_0 m\omega^2}{G_{эфф}b}\frac{1}{\sqrt{\left[1-\left(\omega/\omega_{0эфф}\right)^2\right]^2+4\xi_{эфф}^2\left(\omega/\omega_{0эфф}\right)^2}}, \quad (5)$$

$$\psi = -\mathrm{arctg}\frac{2\xi_{эфф}}{\left(\omega_{0эфф}/\omega\right)\left[1-\left(\omega/\omega_{0эфф}\right)^2\right]},$$

$\omega_{0эфф} = \sqrt{G_{эфф}/m}$ – частота собственных колебаний системы при наличии электрического поля, $\xi_{эфф} = 0.5B_{эфф}\Big/\sqrt{G_{эфф}m}$ – коэффициент затухания,

$$B_{эфф} = B + 2\frac{C_0}{\omega}\left(\frac{V_0}{b}\right)^2 \frac{\omega/\omega_c}{1+(\omega/\omega_c)^2}, \qquad (6)$$

$$G_{эфф} = G + 2C_0\left(\frac{V_0}{b}\right)^2 \frac{(\omega/\omega_c)^2}{1+(\omega/\omega_c)^2}. \qquad (7)$$

Соответствующая системе (2) комплексная частотная характеристика, описывающая преобразование перемещения подвижного электрода в электрическое напряжение, имеет вид:

$$K(\omega) = \frac{m\omega^{3/2}(V_0/b)}{\omega[-m\omega^2 + B\omega_c + G + 2C_0(V_0/b)^2] + i\varpi}, \qquad (8)$$

где $\varpi = m\omega^2\omega_c + B\omega^2 - G\omega_c$.

Одной из важнейших характеристик преобразователя энергии механических колебаний в электрическую энергию является активная мощность, выделяемая в резисторе *R*.

В данном случае с учетом полученных соотношений выражение для активной мощности, выделяемой в резисторе *R*, можно представить в виде

$$P_{акт} = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{V_0^2\varphi_{уст}^2}{R}d\tau = \frac{V_0^2 z_0^2}{2R[1+(\omega_c/\omega)^2]}. \qquad (9)$$

Отметим, что согласно (2)–(8) в данной электромеханической системе электрическое поле влияет на смещение подвижного электрода за счет изменения коэффициента силы вязкого трения *B* и коэффициента восстанавливающей силы *G*. При этом, в отличие от ранее рассмотренных двухконденсаторных систем [12–14], в данном случае увеличение приложенного напряжения будет приводить к увеличению эффективной жесткости системы и, как следствие, к увеличению резонансной частоты преобразователя. Таким образом, если до приложения электрического напряжения собственная частота колебаний МЭМП была ниже частоты вынуждающей силы, то, подавая напряжение, мы можем настроить параметры системы в резонанс с внешней силой и добиться максимальной амплитуды колебаний.

III. Анализ работы двухконденсаторного мостового МЭМП при воздействии случайных колебаний

Как уже отмечалось, на практике гармонические механические колебания практически не встречаются, а наиболее распространенными являются многочастотные колебания, имеющие случайный характер. На рис. 3 и 4 представлены полученные экспериментально фрагменты реализаций зависимости $\bar{y}(t)$ смещения основания преобразователя от времени для двух ситуаций. В первом случае наблюдалась вибрация пола, вызванная работой бытового холодильника. Во втором – колебания стекла окна, выходящего на оживленную улицу. Обе зависимости представляют собой реализации случайных процессов, которые можно характеризовать спектральными плотностями среднего квадрата соответствующего смещения, распределенными в некоторой полосе частот, зависящей от механизма образования случайного процесса. Характерная особенность работы холодильника в нашем случае проявилась в преобладании в вибрации пола колебаний с частотой порядка 100 Гц (см. рис. 5). Колебания же оконного стекла имеют характер узкополосного случайного процесса, что может быть объяснено резонансными свойствами стекла, подчеркивающими составляющие определенной полосы частот в составе широкополосного уличного шума. В нашем случае в колебаниях окна (см. рис. 6) доминируют колебания с частотой примерно 64 Гц.

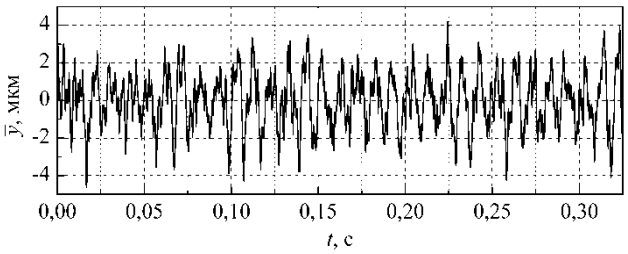


Рис. 3. Фрагмент реализации перемещения поверхности пола при работе холодильника

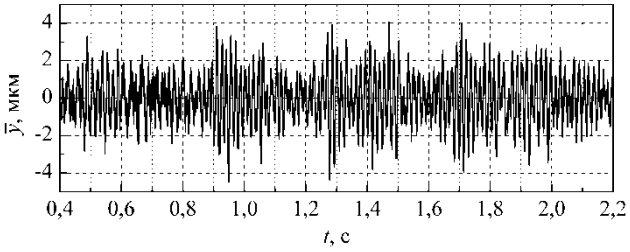


Рис. 4. Фрагмент реализации перемещения оконного стекла

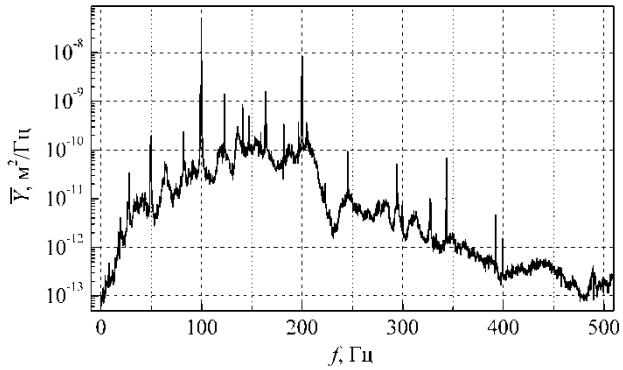


Рис. 5. Оценка спектральной плотности квадрата смещения $\bar{Y}(f)$ пола

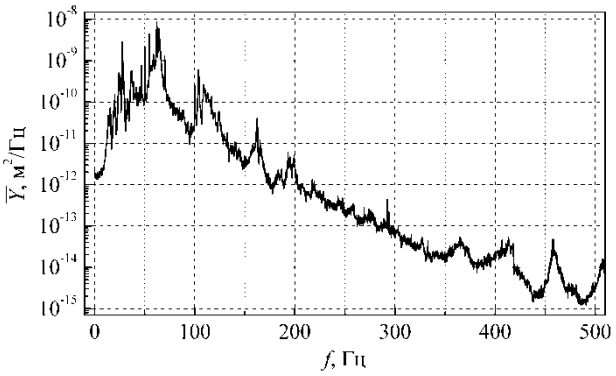


Рис. 6. Оценка спектральной плотности квадрата смещения $\bar{Y}(f)$ стекла в окне

Заметим, что колебания именно этих (доминирующих) частот должны были бы учитываться при анализе работы МЭМП энергии в предположении, что имеется один источник детерминированных гармонических механических колебаний.

В предположении, что рассматриваемые случайные процессы стационарны в широком смысле, к ним можно применить известные методы спектрального анализа, в частности, периодограммный метод, основанный на дискретном преобразовании Фурье с усреднением по множеству реализаций [15].

Согласно этому методу были получены оценки $\bar{Y}(f)$ спектральной плотности квадрата смещения, показанные на рис. 5, 6. Соответствующие спектральные плотности мощности механических колебаний $\bar{W}_T(f)$ приведены на рис. 7 и 8. (Под спектральной плотностью мощности механических колебаний подразумевается распределение по частотной оси средней мощности колебаний тела массой 1 кг, перемещение которого характеризуется спектральной плотностью квадрата смещения $\bar{Y}(f)$).

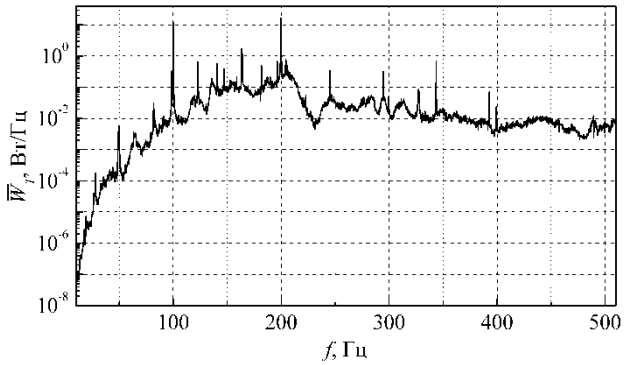


Рис. 7. Оценка спектральной плотности мощности колебаний $\bar{W}_T(f)$ пола

Оценки показывают, что средняя мощность колебаний единичной массы в диапазоне частот 0–500 Гц при работе холодильника составляет около 9.2 мВт. Анализ также показывает, что в окрестности доминирующей частоты (100 Гц) в полосе 1 Гц мощность колебаний единичной массы пола при работе холодильника составляет всего около 0.16 мВт.

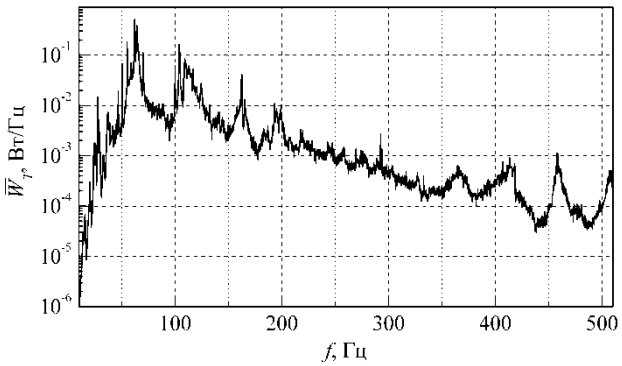


Рис. 8. Оценка спектральной плотности мощности колебаний $\bar{W}_T(f)$ стекла в окне

Аналогичные оценки, проведенные для окна, показывают, что средняя мощность колебаний оконного стекла, приведенная к массе 1 кг, в диапазоне частот 0–500 Гц составляет только около 0.2 мВт.

При возбуждении преобразователя колебаниями, имеющими случайный характер, спектральная плотность электрической мощности, выделяемой в сопротивлении нагрузки, может быть найдена с использованием выражения

$$W_{вых}(f) = \bar{W}_T(f)\left|K(f)\right|^2,$$

где $|K(f)|$ – модуль передаточной функции (комплексной частотной характеристики) преобразователя, где $f = \omega/(2\pi)$.

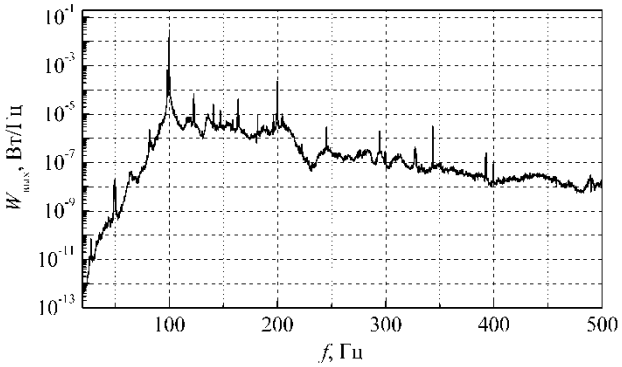


Рис. 9. Оценка спектральной плотности электрической мощности выделяемой в нагрузке преобразователя при колебаниях пола во время работы холодильника

Соответствующие графики спектральной плотности электрической мощности $W_{вых}(\omega)$ выделяемой в нагрузке преобразователя при колебаниях пола и окна приведены на рис. 9 и 10. Параметры преобразователя, используемые в расчетах, представлены в таблице I. Масса подвижного электрода m выбиралась так, чтобы в случае холодильника система максимально

эффективно преобразовывала колебания с частотами около 100 Гц, а в случае оконного стекла – около 62 Гц, т.к. именно на эти частоты приходятся максимумы спектральной плотности квадрата смещения основания преобразователя $\left|\bar{Y}(\omega)\right|^2$ в рассмотренных случаях и именно на эти частоты ориентируются разработчики преобразователей при их проектировании.

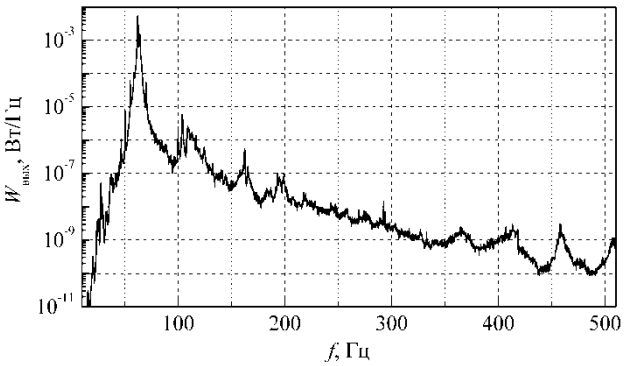


Рис. 10. Распределение спектральной плотности электрической мощности выделяемой в нагрузке преобразователя при колебаниях окна, выходящего на оживленную улицу

Анализ показал, что при преобразовании энергии механических колебаний, вызванных работой холодильника, в электрическую энергию выделяемая в нагрузке средняя мощность в этом случае составит около 0.45 мкВт.

ТАБЛИЦА I

№	Параметр	Обозначение	Значение
1	Масса подвижного электрода: холодильник окно	m [кг]	 $6.08\cdot10^{-4}$ $15.8\cdot10^{-4}$
2	Напряжение питания	V_0 [В]	10
3	Зазор между подвижным и неподвижными электродами	d_0 [м]	$5\cdot10^{-7}$
4	Ширина электрода	$2b$ [м]	$4\cdot10^{-5}$
4	Начальная емкость одного конденсатора	C_0 [пФ]	100
5	Коэффициент силы вязкого трения	B [кг/с]	0.02
6	Коэффициент восстанавливающей силы	G [Н/м]	240
7	Сопротивление нагрузки	R [Ом]	10^6

Если бы в электрическую энергию преобразовывалась только энергия колебаний пола, обусловленных работой холодильника, сосредоточенных в окрестности доминирующей частоты (100 Гц) в полосе шириной 1 Гц (мощность колебаний порядка 0.16 мВт на 1 кг массы), то преобразованная электрическая мощность составила бы около 0.4 мкВт. Таким образом, видим, что в этом случае на генерацию почти 90% электрической мощности идет только около 2% энергии механических колебаний. То есть в данном случае преобразователь эффективно преобразует в электрическую энергию только энергию механических колебаний, имеющих частоту около 100 Гц, энергия же остальных колебаний преобразуется неэффективно.

Согласно рис. 5 распределение спектральной плотности квадрата смещения $\bar{Y}(f)$ пола по частоте имеет еще один (несколько меньший) максимум в окрестности 200 Гц. Расчеты показывают, что в окрестности частоты 200 Гц в полосе шириной 1 Гц мощность колебаний пола при работе холодильника составляет порядка 0.3 мВт, т.е. почти в два раза больше, чем в окрестности частоты 100 Гц.

Анализ показал, что если спроектировать преобразователь так, чтобы он эффективнее всего преобразовывал энергию механических колебаний, вызванных работой холодильника, в электрическую энергию в окрестности 200 Гц (например, увеличив коэффициент восстанавливающей силы G до 956 Н/м), то выделяемая в нагрузке средняя мощность составит почти 2 мкВт.

При этом если бы в электрическую энергию преобразовывалась только энергия колебаний пола, сосредоточенных в окрестности частоты 200 Гц в полосе шириной 1 Гц, то преобразованная электрическая мощность составила бы около 1.5 мкВт. Таким образом, видим, что в этом случае на генерацию почти 75% электрической мощности идет уже около 3.3% энергии механических колебаний. То есть в данном случае преобразователь более эффективно преобразует энергию механических колебаний не только из окрестности 200 Гц.

Аналогичные оценки, проведенные для окна, показывают, что средняя электрическая мощность P, выделяемая в сопротивлении нагрузки составит только около 0.33 мкВт. Если же преобразовывать только ту часть энергии колебаний окна, которая сосредоточена в полосе шириной 1 Гц около частоты 62 Гц, то преобразованная электрическая мощность составила бы около 0.19 мкВт. То есть 57% электрической энергии в этом случае порождаются при преобразовании примерно 8.5% полной механической энергии колебаний.

IV. Заключение

Проведен анализ работы двухконденсаторного мостового МЭМП с учетом взаимного влияния электрических и механических сил в условиях случайных воздействий.

Показано, что данный преобразователь эффективно преобразует энергию механических колебаний в электрическую только в узкой полосе частот, энергия же остальных колебаний преобразуется неэффективно.

Установлено, что даже при квазигармоническом характере механических колебаний учет распределения

их мощности в полосе частот существенно повышает точность расчета электрических характеристик МЭМП.

Следует также отметить, что при проектировании надо учитывать, что спектральные характеристики входного воздействия зависят от ряда условий: температуры, влажности, наличия осадков, конструкции (холодильника, окна и т.п.), времени суток (в случае уличного шума).

Кроме того, выполненные исследования позволяют сделать вывод, что анализ работы МЭМП в условиях чисто гармонического возбуждения, по-видимому, возможен только на этапе предварительного проектирования. Оптимизацию же конструкции необходимо проводить, учитывая случайный характер колебаний и реальное частотное распределение мощности входного воздействия (механических колебаний).

Список литературы

[10] Roundy S., Wright P.K., Rabaey J. A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes // Computer Communications, 2003. V. 26. pp. 1131–1144.

[11] Mitcheson P.D., Yeatman E.M., Rao G.K., Holmes A.S., Green T.C. Energy Harvesting From Human and Machine Motion for Wireless Electronic Devices // Proceedings of the IEEE, 2008. V. 96. No. 9. pp. 1457–1486.

[12] Beeby S.P., Tudor M.J., White N.M. Energy harvesting vibration sources for microsystems applications // Meas. Sci. Technol., 2006. V. 17. pp. 175–195.

[13] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Микроэлектромеханические преобразователи // Микроэлектроника, 2012. Т. 41. № 2. С. 120–135.

[14] Драгунов В.П., Доржиев В.Ю. МЭМП рекуператоры без разрыва цепи, содержащей индуктивный элемент // Доклады академии наук высшей школы Российской Федерации, 2011. Т. 17. № 2. С. 92–101.

[15] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Взаимосвязь электромеханических параметров МЭМП мостового типа // Доклады академии наук высшей школы Российской Федерации, 2009. Т. 12. № 1. С. 88–98.

[16] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Двухконденсаторный микроэлектромеханический преобразователь мостового типа // Доклады академии наук высшей школы Российской Федерации, 2010. Т. 14. № 1. С. 93–102.

[17] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Анализ электромеханических процессов в МЭМП с изменяющейся площадью перекрытия электродов // Научный вестник НГТУ, 2009. Т. 35. № 2. С. 115–127.

[18] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Расчет латеральной составляющей электростатической силы в МЭМС // Научный вестник НГТУ, 2009. Т. 34. № 1. С. 229–233.

[19] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Электростатические взаимодействия в МЭМС с плоскопараллельными электродами. Часть I. Расчет емкостей // Нано- и микросистемная техника, 2010. Т. 120. № 7. С. 37–41.

[20] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Электростатические взаимодействия в МЭМС с плоскопараллельными электродами. Часть II. Расчет электростатических сил // Нано- и микросистемная техника, 2010. Т. 121. № 8. С. 40–47.

[21] Драгунов В.П. Микромеханический электростатический преобразователь // Доклады академии наук высшей школы Российской Федерации, 2007. Т. 8. № 1. С. 56–66.

[22] Драгунов В.П., Косцов Э.Г. МЭМ электростатический генератор энергии // Нано- и микросистемная техника, 2007. № 11. С. 47–52.

[23] Васюков В.Н., Драгунов В.П., Остертак Д.И. Анализ МЭМ преобразователя в условиях воздействия случайных многочастотных колебаний // Научный вестник НГТУ, 2012. Т. 46. № 1. С. 157–163.

[24] Марпл С.Л., мл. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1990. – 584 с.

Василий Николаевич Васюков родился в 1951 г. в с. Налобиха Алтайского края, СССР. В 1973 г. окончил Новосибирский электротехнический институт по специальности «Радиотехника». В 1981 г. окончил аспирантуру Ленинградского электротехнического института и защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Радиолокация и радионавигация». В 2002 г. защитил докторскую диссертацию по специальности «Теоретические основы информатики». В настоящее время – профессор кафедры Теоретических основ радиотехники Новосибирского государственного технического университета (НГТУ). Основные научные интересы – статистические методы цифровой обработки и анализа сигналов и изображений.

Валерий Павлович Драгунов родился в 1947 г. в г. Пскове, СССР. В 1969 г. окончил Иркутский государственный университет по специальности «Радиофизика и электроника». В 1976 г. защитил кандидатскую диссертацию по физике полупроводников в ИФП СО РАН. В 2005 г. защитил докторскую диссертацию по физике полупроводников и твердотельной электронике. В настоящее время является профессором кафедры полупроводниковых приборов и микроэлектроники (ППиМЭ) Новосибирского государственного технического университета, его основные научные интересы – наноэлектроника, физика низкоразмерных структур, нано- и микросистемная техника.

Дмитрий Иванович Остертак родился в г. Новосибирске в 1983 г. В 2004 г. получил степень бакалавра техники и технологии по специальности «Электроника и микроэлектроника». В 2006 г. получил степень магистра по специальности «Микроэлектроника» в НГТУ. В 2009 г. окончил аспирантуру НГТУ по специальности «Твердотельная электроника» и защитил кандидатскую диссертацию. На данный момент является доцентом кафедры ППиМЭ НГТУ, занимается исследованием и разработкой электростатических микроэлектромеханических преобразователей. Основные научные интересы – нано- и микросистемная техника, а также создание и исследование низкоразмерных структур.

Разработка методики проектирования МЭМ генератора с удвоением заряда

Валерий П. Драгунов, Виталий Ю. Доржиев
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
E – mail: drag@adm.nstu.ru, b.dorzhiev@gmail.com

***Аннотация* – Проводится теоретическое и экспериментальное исследование работы микроэлектромеханического генератора с удвоением заряда. Показана необходимость учета обратных токов диодов. Приводится методика проектирования.**

***Ключевые слова* – Электростатический преобразователь, механические колебания, микромощный генератор, удвоитель заряда.**

I. Введение

В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ в области систем мониторинга за состоянием объектов активно развивается направление, связанное с применением беспроводных сенсорных сетей (БСС).

В качестве источника питания узлов БСС чаще всего используются батареи и аккумуляторы, имеющие ограниченные энергоемкость и срок службы, что вызывает необходимость в их периодическом обслуживании (подзаряде или замене). Качество же обслуживания, предоставляемое БСС, во многом зависит от времени автономной работы сети, в связи с чем, в последнее время проявляется повышенный интерес к разработке электрических генераторов, извлекающих энергию из окружающей среды непосредственно на месте расположения узла БСС и осуществляющих подзаряд источника питания.

Источниками энергии в этом случае могут являться: солнечный свет, электромагнитное излучение, потоки жидкостей и газов, перепады давления и температуры, механические колебания и т.д. Причем наиболее перспективным источником представляются механические колебания [1].

Как показывает анализ, для преобразования энергии механических колебаний в электрическую наиболее подходящими являются электростатические микроэлектромеханические (МЭМ) генераторы. Особым фактором, способствующим их динамичному развитию, стало появление так называемых микроэлектромеханических систем, особенностью которых является формирование электрических и механических узлов из общего основания (например, кремниевой подложки), причем в результате использования технологии микроэлектроники обеспечивается создание генераторов с высокими технико-экономическими показателями.

Основным недостатком большинства электростатических генераторов является необходимость синхронизации работы ключей с фазами механических колебаний [1, 2]. В работе [3] приведена схема электростатического генератора с удвоением заряда не требующая синхронизации. Авторами проведен анализ работы схемы и сделаны оценки среднего тока подзаряда источника питания. Однако при малом токе подзаряда наблюдается сильное расхождение оценочных значений с реальными. Прогресс же в области разработки МЭМ генераторов в первую очередь сдерживается отсутствием адекватных моделей и методик проектирования.

Целью данной работы является разработка модели МЭМ генератора с удвоением заряда и методики его проектирования.

II. Модель

Электрическая схема генератора с удвоением заряда представлена на Рис. 1.

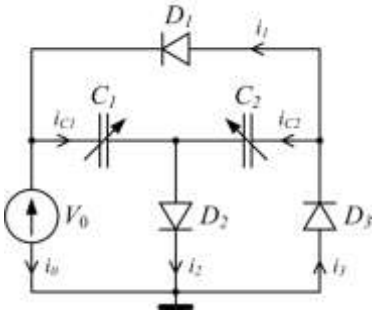


Рис. 1. Электрическая схема генератора с удвоением заряда

Ключевыми элементами данного генератора являются переменные конденсаторы, выступающие в роли преобразователей энергии. Преобразование энергии механических колебаний в электрическую происходит при изменении емкости конденсаторов между максимальным $C_{\max}$ и минимальным $C_{\min}$ значениями под действием внешней механической силы.

При запуске генератора (при подключении источника питания V_0) конденсатор C_1 заряжается по це-

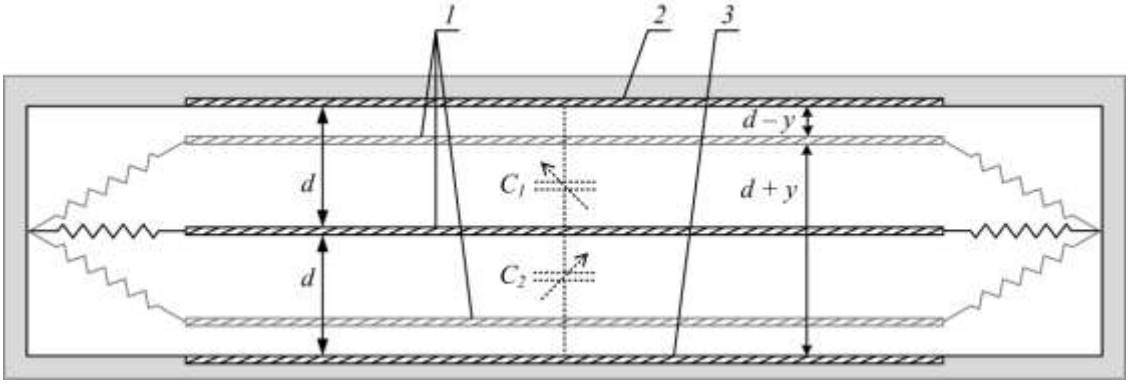


Рис. 2. Схематичное изображение конструкции двухконденсаторного преобразователя:
1 – подвижный электрод, 2 и 3 – неподвижные электроды

пи: источник питания V_0 – конденсатор C_1 – диод D_2. Затем, уже после первого цикла работы, схема переходит в установившийся режим.

В установившемся режиме в работе данного генератора можно выделить два этапа. На первом – за счет энергии внешних механических колебаний емкость конденсатора C_1 уменьшается, а C_2 увеличивается. При этом C_1 разряжается, а через источник питания и конденсатор C_2 течет ток подзаряда. На втором – емкость конденсатора C_2 уменьшается, а C_1 увеличивается. При этом C_2 через диод D_1 разряжается в C_1. В результате схема возвращается в исходное состояние. Затем цикл повторяется.

Система уравнений, описывающая поведение рассматриваемого генератора, может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} \dfrac{dq_1}{dt} = i_2 + i_1 - i_3 \\ \dfrac{dq_2}{dt} = i_3 - i_1 \end{cases}, \qquad (1)$$

где q_1 и q_2 – заряды на обкладках конденсаторов C_1 и C_2, а i_1, i_2 и i_3 – токи диодов D_1, D_2 и D_3, соответственно.

При анализе токи диодов рассчитывались с использованием выражения

$$i_D = i_S\left(\exp\left(\frac{u_D}{m\varphi_T}\right) - 1\right), \qquad (2)$$

где i_S – обратный ток насыщения, u_D – напряжение на диоде, m – коэффициент неидеальности, φ_T – температурный потенциал.

В данной работе предполагали, что использовалась модель двухконденсаторного преобразователя, схематичное изображение конструкции которого представлено на Рис. 2.

Учитывая результаты [4–7], для данной конструкции преобразователя, при отношении $b/d > 50$ (b – ширина электрода, d – величина межэлектродного зазора) будем полагать, что емкости конденсаторов могут быть найдены с использованием формулы емкости идеального плоского конденсатора

$$C_1 = C_0/(1-z),\ C_2 = C_0/(1+z),\ C_0 = \varepsilon_0\varepsilon S/d, \qquad (3)$$

где S – площадь электрода, ε_0 – электрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды между электродами, $z = y/d$ – величина относительного смещения подвижного электрода, а y – величина смещения подвижного электрода. Расчеты [4–7] показывают, что максимальная погрешность при этом не превысит 5%.

Для проверки используемой модели были проведены экспериментальные исследования характеристик макета генератора, значения параметров которого приведены в Табл. I, эти же значения использовались и при моделировании.

ТАБЛИЦА I
ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАТОРА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ И МОДЕЛИРОВАНИИ

Параметр	Обозначение	Значение
Напряжение питания	V_0 [В]	62
Частота колебаний	f [Гц]	39
Начальная емкость конденсаторов	C_0 [пФ]	22
Максимальная емкость конденсаторов	$C_{\max}$ [пФ]	110
Коэффициент модуляции емкости	$\eta = C_{\max}/C_{\min}$	9
Обратный ток насыщения диода	i_S [нА]	3
Коэффициент неидеальности диода	m	1.82

На Рис. 3 представлены зависимости напряжения на диоде D_1 от времени, полученные экспериментально

и в результате моделирования. Из рисунка видно, что экспериментальные и рассчитанные зависимости хорошо совпадают, следовательно, система (1) – (3) может быть использована для анализа работы генератора.

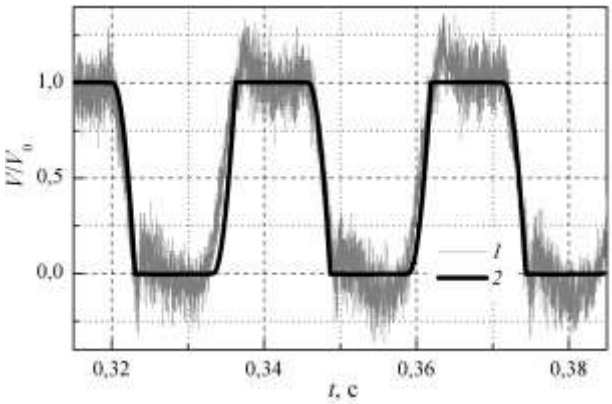


Рис. 3. Зависимости напряжения на диоде D_1 от времени. 1 – эксперимент, 2 – моделирование

III. Результаты расчетов и их анализ

На Рис. 4 представлены зависимости токов диодов, тока подзаряда источника питания и емкости конденсатора C_1 от нормированного времени, рассчитанные с использованием (1) – (3). В расчетах полагали, что изменение межэлектродного зазора d происходит по гармоническому закону с постоянной частотой f.

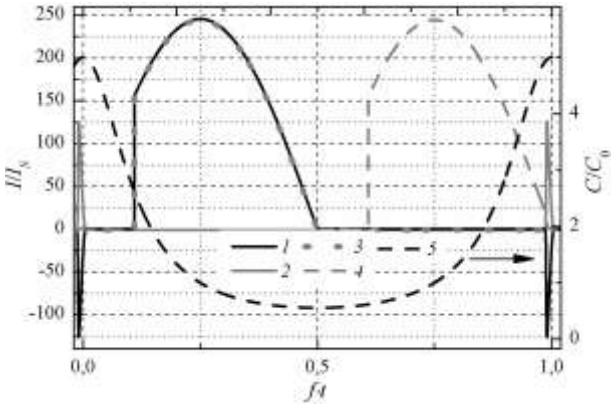


Рис. 4. Зависимости токов диодов, тока подзаряда источника и емкости конденсатора C_1 от нормированного времени: 1 – ток подзаряда источника, 2 – ток диода D_2, 3 – ток диода D_3, 4 – ток диода D_1, 5 – емкость конденсатора C_1

Интервал времени, соответствующий уменьшению емкости конденсатора C_1 относится к первому этапу работы генератора, а интервал времени, соответствующий увеличению емкости, относится ко второму этапу.

Как видно из Рис. 4 в конце второго этапа наблюдается ток разряда источника питания, который заряжает конденсатор C_1 через диод D_2 до напряжения V_0. Недозаряд же конденсатора C_1 обусловлен наличием обратных токов диодов.

По нашим оценкам, в зависимости от напряжения источника питания ток разряда может составлять от 9% до более чем 100% тока подзаряда источника (в последнем случае источник будет разряжаться).

В работе [3] получено аналитическое выражение для оценки заряда, получаемого источником питания за один цикл работы генератора

$$q_{char} = V_0 C_{\max} \frac{\eta - 1/\eta - 1}{\eta + 1}, \qquad (4)$$

позволяющее оценить средний ток подзаряда источника питания i_{char}. Однако анализ показал, что при малом токе подзаряда источника питания оценки i_{char}, выполненные с использованием (4) приводят к большим погрешностям, что, на наш взгляд, связано с наличием обратных токов диодов.

При учете обратных токов диодов выражение для оценки среднего тока подзаряда источника питания, может быть представлено в виде

$$i_{char} = V_0 C_{\max} f \frac{\eta - 1/\eta - 1}{\eta + 1} - i_S \left(\frac{\eta}{2(\eta + 1)} + 1 \right). \qquad (5)$$

Сопоставление показало, что оценки i_{char}, выполненные с использованием (5) значительно лучше описывают экспериментальные результаты, чем оценки, выполненные с использованием (4). Отметим, что согласно (5) с увеличением коэффициента и частоты модуляции емкости роль обратных токов диодов уменьшается.

IV. Методика проектирования

Полное проектирование МЭМ генератора является достаточно трудоемкой задачей, требующей применения мощных программных пакетов, таких как ANSYS, VHDL, Verilog и т.д. Расчет с использованием этих пакетов длителен, поэтому для сужения области поиска оптимальных параметров генератора используется дополнительный этап предварительного проектирования.

По техническому заданию чаще всего известны такие параметры, как: напряжение источника питания $\hat{V}_0$, частота внешних колебаний $\hat{f}$ и требуемый ток подзаряда источника $\hat{i}_{char}$. Кроме того, предполагается, что известны характеристики технологического процесса, по которому будет изготавливаться генератор, следовательно, известны предельно допустимые значения обратного тока насыщения диодов i_S^*, минимальной $C_{\min}^*$ и максимальной $C_{\max}^*$ емкости пере-

менного конденсатора.

Таким образом, на этапе предварительного проектирования необходимо оценить значение $C_{\max}$ при котором ток подзаряда источника питания i_{char} будет соответствовать техническому заданию.

Анализ показал, что время поиска $C_{\max}$ значительно сокращается, если в качестве первого приближения использовать значение, определяемое по формуле

$$C_{\max} = \frac{2i_{char} + 3i_S + 2C_{\min}V_0 f + \lambda}{4V_0 f}, \qquad (6)$$

где

$$\lambda = \Big(20C_{\min}^2 V_0^2 f^2 + 24C_{\min} i_{char} V_0 f + \\ +28C_{\min} i_S V_0 f + 4i_{char}^2 + 12 i_{char} i_S + 9i_S^2\Big)^{1/2}.$$

В результате можно предложить следующую методику предварительного проектирования генератора:

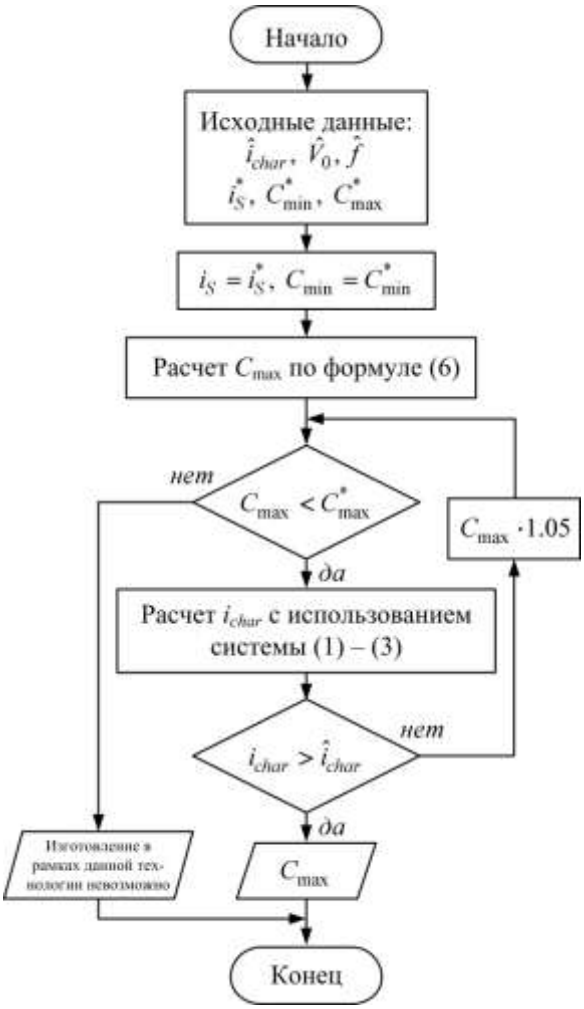


Рис. 5. Блок-схема этапа предварительного проектирования

Найденное значение $C_{\max}$ в дальнейшем используется в качестве исходных данных для следующего этапа проектирования с применением мощных пакетов программ.

V. Заключение

Проведен анализ работы МЭМ генератора с удвоением заряда. Показано, что при анализе необходимо учитывать обратные токи диодов.

Получено аналитическое выражение, позволяющее оценить средний ток подзаряда источника питания с учетом обратных токов диодов.

Разработана методика проектирования.

Список литературы

[28] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Архитектура и анализ схем МЭМ рекуператоров электрической энергии // Нано- и микросистемная техника, 2011. №4. С. 49-54.

[29] Драгунов В.П., Доржиев В.Ю. МЭМ рекуператоры без разрыва цепи, содержащей индуктивный элемент // Доклады АН ВШ РФ, 2011. № 2. С. 92-101.

[30] de Queiroz A.C.M., Domingues M. The doubler of electricity used as battery charger // IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs, 2011. V. 58. No. 12. pp. 797-801.

[31] Доржиев В.Ю., Драгунов В.П., Остертак Д.И. Расчет емкости МЭМС в 2D-приближении // Сборник научных трудов НГТУ, 2010. №4. С. 73-80.

[32] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Анализ электромеханических процессов в МЭМП с изменяющейся площадью перекрытия электродов // Научный вестник НГТУ, 2009. № 2. С. 115-128.

[33] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Расчет латеральной составляющей электростатической силы в МЭМС // Научный вестник НГТУ, 2009. № 1. С. 229-233.

[34] Драгунов В.П., Остертак Д.И. Электростатические взаимодействия в МЭМС с плоскопараллельными электродами. Часть I. Расчет емкостей // Нано- и микросистемная техника, 2010. № 7. С. 37-41.

Валерий Павлович Драгунов родился в 1947 г. в г. Пскове, СССР. В 1969 г. окончил Иркутский государственный университет по специальности «Радиофизика и электроника». В 1976 г. защитил кандидатскую диссертацию по физике полупроводников в ИФП СО РАН. В 2005 г. защитил докторскую диссертацию по физике полупроводников и твердотельной электронике. В настоящее время является профессором кафедры полупроводниковых приборов и микроэлектроники (ППиМЭ) Новосибирского государственного технического университета, его основные научные интересы – наноэлектроника, физика низкоразмерных структур, нано- и микросистемная техника.

Виталий Юрьевич Доржиев родился в 1988 г. в с. Курумкан республики Бурятия, СССР. В 2010 г. получил степень бакалавра техники и технологии по специальности «Электроника и микроэлектроника». В 2012 г. получил степень магистра по специальности «Микроэлектроника» в НГТУ. На данный момент является аспирантом кафедры ППиМЭ НГТУ, занимается исследованием и разработкой электростатических микроэлектромеханических генераторов. Основные научные интересы – нано- и микросистемная техника, а также создание и исследование низкоразмерных структур.

Конструктивные особенности схем электронной обработки сигнала амплитудных волоконно-оптических датчиков давления рефлектометрического типа

Александр Д. Бялик
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
bialik@ngs.ru

Аннотация. **В работе рассматриваются конструктивные особенности схем электронной обработки сигнала с амплитудных волоконно-оптических датчиков давления рефлектометрического типа.**

Ключевые слова **– Волоконно-оптические датчики, блок термостабилизации.**

I. ВВЕДЕНИЕ

АМПЛИТУДНЫЕ волоконно-оптические датчики (ВОД) давления рефлектометрического типа имеют ряд преимуществ перед существующими тензорезистивными и емкостными, такие как нечувствительность к электромагнитным полям, пожаро-, взрыво-, электробезопасность, а также простота сборки и юстировки конструкции. Это обусловлено их принципом действия, заключающимся в перераспределении светового потока между подводящими и отводящими свет оптическими волокнами из-за перемещения **w** под действием давления **p** деформируемого зеркала. В результате информацию об объекте измерения (давлении) несет в себе изменение интенсивности потока оптического излучения, отраженного от упругого зеркала и падающего на фотоприемник [1-6]. Для реализации удовлетворительных метрологических характеристик датчика, построенного на вышеописанном принципе действия, необходимо обеспечить максимально возможную стабильность источника исходного потока оптического излучения, а также стабильность фотоприемника и схемы электронного преобразования сигнала с фотоприемника [7,8]. Описание конструктивных решений, реализующих эти требования, является предметом данной работы.

II. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Общие вопросы проектирования ВОД давления рассматриваются в работах [1-4].

Проектирование датчиков давления осуществляется согласно общей функции преобразования [1] и техническому заданию (требуемого диапазона давлений, чувствительности, нелинейности).

Преобразовательная характеристика применительно к амплитудным волоконно-оптическим датчикам давления рефлектометрического типа имеет вид

$$U = F_3\{F_2[F_1(p)]\}$$

или (1)

$$\Delta p \rightarrow \Delta x \rightarrow \Delta I \rightarrow \Delta U$$

где Δp – давление или изменение давления; Δx – смещение чувствительного элемента; ΔI – изменение потока оптического излучения; ΔU – изменение выходного сигнала; F_1, F_2, F_3 - частные функции преобразования, которое в данном случае соответствует 3 этапам преобразования [1,9]: $\mathbf{F_1}$ – функция механического преобразования. Описывает зависимость смещения упругого чувствительного элемента ВОД под воздействием измеряемого давления; $\mathbf{F_2}$ – функция преобразования оптической модуляции. Описывает изменение интенсивности светового потока, отраженного от поверхности упругого чувствительного элемента (микрозеркала) в зависимости от смещения последнего; $\mathbf{F_3}$ – функция электрического преобразования. Описывает изменение электрического выходного сигнала в зависимости от изменения интенсивности светового потока.

Приближенно линеаризованная полная функция преобразования (1) в случае амплитудных ВОД давления, описанных в [5, 9] может быть описана выражением:

$$u_{вых.} = S_{ВОД} \cdot k_y \cdot p \qquad (2)$$

где p = номинальное давление, k_y - коэффициент усиления блока электронной обработки, $S_{ВОД}$ – чувствительность полной функции преобразования

$$S_{ВОД} = S_3 \cdot P_0 \cdot S_2 \cdot S_1 \cdot \eta$$

(3)

где P_0 – мощность излучения, испускаемого источником, S_1 , S_2 и S_3 - чувствительности соответствующих частных функций преобразования , η – коэффициент ослабления оптического излучения в волоконно-оптическом преобразователе, определяемый потерями на вводе излучения в оптические волокна и неидеальностью отражения от микрозеркала.

Методика определения S_1 и S_2 приводится в [11 и 12].

Коэффициент S_3 определяется выражением

$$u = S_3 \cdot P_ф \qquad (4)$$

где u – выходной сигнал датчика, $P_ф$ – мощность потока оптического излучения, падающая на фотоприемник, и пропорциональная мощности светового потока, излучаемого источником P_0.

Нелинейность полной функции преобразования определяется как

$$Nl = \sqrt{Nl_{F1}^2 + Nl_{F2}^2 + Nl_{ЭБ}^2}$$

(5)

где Nl_1, Nl_2 , $Nl_{ЭБ}$- нелинейности частных функций преобразования оптического и механического преобразования и блока электронной обработки соответственно.

Как следует из выражений (2-5), преобразовательная характеристика амплитудного ВОД давления существенно зависит от чувствительности и нелинейности и, следовательно, от температурной и временной стабильности электронного блока.

Примером приборной реализации, позволяющей минимизировать температурную и временную нестабильности, является амплитудный ВОД малых перепадов давления рефлектометрического типа, структурная схема которого показана на рисунке 1.

Датчик содержит стабилизированный источник тока (1), металлический корпус (2) с источником (3) и приемником (4) оптического излучения (ик-светодиод и ик-фотодиод соответственно), оптические волокна, собранные в кабель (5), кремниевая подложка (6) для чувствительного элемента – упругого микрозеркала (7), блок электронной обработки сигнала с фотоприемника (9), блок термостабилизации (10), индикатор (11). Цифрой (8) обозначен ход оптического излучения.

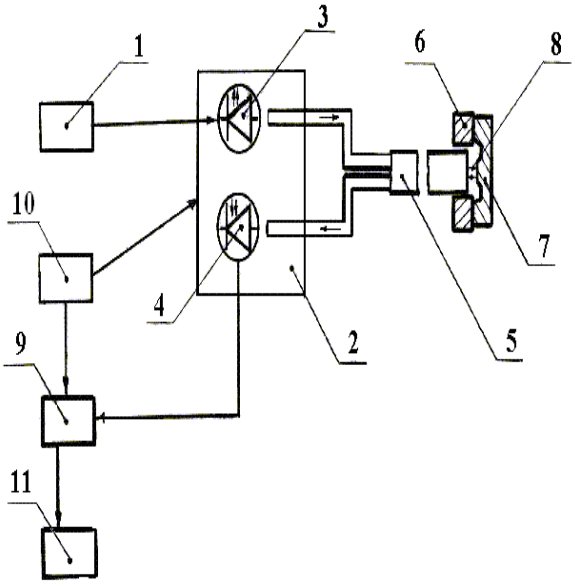


Рисунок 1 – Структурная схема амплитудного ВОД малых перепадов давления рефлектометрического типа

Блок электронной обработки датчика включает в себя: стабилизированный источника тока ($K_{стаб.}$=5000), питающего источник оптического излучения, сам источник оптического излучения, рабочий и опорный фотоприемники, помещенные в общий корпус, электронный преобразователь сигнала с рабочего фотоприемника, блок термостабилизации источника оптического излучения и фотоприемников и электронного преобразователя сигнала, а также блок питания.

В качестве источников и приемников оптического излучения используются ИК- светодиод АЛ-107 и ИК - фотодиоды ФД – 256 (с максимумом спектральной чувствительности при λ = 0,86 мкм). Фотодиоды работают в режиме фотоЭДС.

Для исключения влияния неравномерностей потока оптического излучения на работу датчика в целом используется схема рабочего сигнала с

опорным: оптическое излучение, испускаемое светодиодом, падает на первый (рабочий)

фотодиод, пройдя по волоконно-оптическому кабелю, а на второй (опорный) непосредственно. В электронном блоке сигналы вычитаются один из другого.

Источник тока, питающий источник оптического излучения, и электронный преобразователь сигнала собраны с использованием прецизионных ОУ 140УД17.

Блок термостабилизации предназначен для того, чтобы исключить влияние изменений температуры окружающей среды на работу ВОД. Блок состоит из двух одинаковых схем, при помощи которых температура внутри корпуса электронного преобразователя сигнала и корпуса, содержащего источник и приемники оптического излучения поддерживается постоянной на уровне +50º С. В качестве датчика температуры использовался терморезистор с отрицательным ТКС. Нагревателем служит Ni-Cr - проволока (R=80 Ом).

В блоке термостабилизации реализуется пропорциональная схема поддержания температуры, точность поддержания - ±0,3ºС. Согласно экспериментальным данным [13] и с учетом того, что $P_{ист.}$ =6 мВт при питающем токе светодиода I = 100 мА, коэффициента потерь в оптическом тракте $\eta \approx 0{,}03$, изменение светового потока в зависимости от давления на упругое микрозеркало составляет в среднем около 2-3% [13], а также с учетом характера преобразования оптического излучения в электрический сигнал в режиме фотоЭДС [14], указанной точности поддержания температуры оказалось достаточно для того, чтобы обеспечить необходимую разрешающую способность датчика.

На рисунке 2 показана преобразовательная характеристика датчика, полученная для диапазона перепадов давления от 100 до 1500 Па.

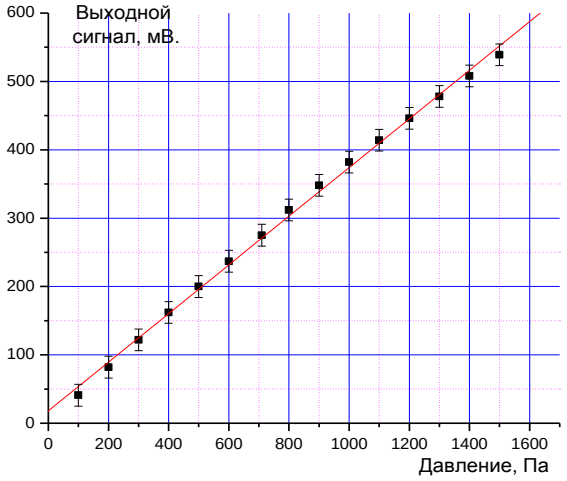


Рисунок 2 – Преобразовательная характеристика волоконно-оптического датчика малых перепадов давления.

В Табл. 1 приведены основные метрологические характеристики разработанного амплитудного ВОД давления рефлектометрического типа в сравнении с некоторыми существующими аналогами.

ТАБЛИЦА I
ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ДАТЧИКОВ МАЛЫХ ПЕРЕПАДОВ ДАВЛЕНИЯ

N п./п.	1	2	3	4	5	6
Датчик	МРХ 10D	МРХ 2010D	МИДА-ДИ-51П	Е-70-1000	ДРЕ 002	Разработанный датчик
Диапазон измеряемых давлений, кПа	0-10	0-10	0-100	70-1000	0-1,6	0,1-1,5
Чувствительность, мВ/В·кПа	0,35	0,25	0,1	5	0,5	0,156
Нелинейность, %	1	1	0,3	0,1	0,5	1
Температурный коэффициент нуля, %/град	0,015	0,025	0,1	0,5	0,5	0,01
Температурный коэффициент чувствительности, %/град	0,15	0,15	0,2	0,1	1,5	0,05

III. ОБСУЖДЕНИЕ, ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ приведенных в таблице данных показывает, что разработанный ВОД давления (№6) в указанном динамическом диапазоне обладает меньшими температурными коэффициентами нуля и чувствительности в сравнении с тензорезистивными и емкостными датчиками при сопоставимых величинах чувствительности и нелинейности.

Необходимо также отметить, что благодаря термостабилизации электронного блока , а также источника и приемников излучения, существенно увеличилось отношение сигнал/шум, что позволило увеличить разрешающую способность датчика до 10 Па.

Кроме того, применение схемы электронной обработки с опорным фотоприемником позволило уменьшить начальный разбаланс выходного сигнала датчика от ±70 мВ до ± 25 мкВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] **Бусурин, В.И.** Волоконно - оптические датчики: физические основы расчета и применения / В.И. Бусурин, Ю.Р. Носов. – М,: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

[2] **Окоси, Т.** Волоконно-оптические датчики /Т. Окоси, К. Окамото, М. Оцу [и др.] – Л.: «Энергоатомиздат», 1990. – 256 с.

[3] **Зак, Е.А.** Волоконно-оптические преобразователи с внешней модуляцией / Е.А. Зак – М,: Энергоатомиздат, 1989. – 128 с.

[4] **Пивкин, А.Г.** Волоконно-оптические датчики аттенюаторного типа для летательных аппаратов / А.Г Пивкин, В.А. Мещеряков, Т.И. Мурашкина [и др.] // Датчики и системы. – 2003. – №4. – С. 11 – 14.

[5] **Круглов, В.В.** , Бялик А.Д. Диффернциальный волоконно-оптический измеритель малых давлений/ В.В. Круглов, А.Д. Бялик // Тезисы Международной научно-технической конференции «Информатика и проблемы телекоммуникаций» – Новосибирск, 1998 – с. 43-45.

[6] **Гридчин, В.А.** Особенности проектирования амплитудных волоконно-оптических датчиков давления, использующих кремниевые мембранные чувствительные элементы /В.А. Гридчин, А. Д. Бялик// Приборы – 2005 –№7 – с.25 – 29.

[7] Bialik A.D., Voronin I.A., Zlobin A.M. Temperature dependences of fibre-optical sensors of mechanical VALUESSiberian Russian workshop and tutorials on electron devices and materias EDM – 2002, Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia, V. 1, p116-118, Erlagol, 2002

[8] **Wen, H. Ko** A fiber optic reflective displacement micrometer / H. Ko. Wen, Kow-ming Chang, Gwo-Jen Hang //Sensors and actuators, A–1995– №49– p.51 – 55.

[9] **Бялик, А.Д.** Амплитудные волоконно-оптические датчики как элементы систем управления и контроля в электроэнергетике. / А.Д. Бялик // Научные проблемы транспорта Сибири и дальнего востока – 2008. – №1, с.

[10] **Бялик, А.Д.** Методика расчета функции преобразования амплитудных волоконно-оптических датчиков как элементов систем управления и контроля электроэнергитического оборудования / А.Д. Бялик // Научные проблемы транспорта Сибири и дальнего востока – 2008. – №1– с. 276-278.

[11] **Гридчин, В.А.** Особенности проектирования амплитудных волоконно-оптических датчиков давления, использующих кремниевые мембранные чувствительные элементы /В.А. Гридчин, А. Д. Бялик// Приборы – 2005 –№7 – с.25 – 29.

[12] **Гридчин, В.А.** Математическое моделирование мембранных чувствительных элементов амплитудных волоконно-оптических датчиков давления / В.А. Гридчин, А.Д. Бялик // Автометрия – 2005 – том 41 – № 3 – с. 56-63.

[13] **Бялик, А.Д. О**собенности преобразовательных характеристик амплитудных волоконно-оптических датчиков давления рефлектометрического типа/ А.Д. Бялик // Научные проблемы транспорта Сибири и дальнего востока – 2009. – №1– с. 338-341.

[14] **Аксененко, М.Д.** Приемники оптического излучения. Справочник./ М.Д. Аксененко, М.Л. Бараночников – М.: Радио и связь, 1987– 296 с.

Бялик Александр Давидович – доцент кафедры полупроводниковых приборов и микроэлектроники НГТУ. В 1997 году окончил Новосибирский государственный технический университет по специальности «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы». После окончания аспирантуры в 2000 году и по настоящее время работает на кафедре ПП и МЭ НГТУ. В 2009 году защитил кандидатскую диссертацию по теме «РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДАВЛЕНИЯ». Специальность 05.11.13 – приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий. Сфера научных интересов – волоконно-оптические датчики механических величин.

Анализ механизмов перегрева гетероструктур Ge/Si в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии

А.В.Кацюба, А.А.Величко, В.А. Илюшин, Г.Ф.Сивых
Новосибирский государственный технический университет

***Аннотация* – при молекулярно-лучевой эпитаксии пленки Ge на подложке Si с ростом ее толщины происходит увеличение температуры гетероструктуры по сравнению с исходной температурой Si подложки. Поскольку рост в режиме неконтролируемого повышения температуры приводит к ухудшению качества структуры, температуру подложки необходимо время от времени корректировать. По мере увеличения температуры нагревателя от 1000°С до 1500°С этот перегрев возрастает от 35°С до 90°С.**

***Ключевые слова* – Эпитаксия, перегрев, гетероструктура.**

I ВВЕДЕНИЕ

В УСТАНОВКАХ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ (МЛЭ) используется система радиационного нагрева подложек. Она состоит из резистивного нагревателя имеющего параметры близкие к АЧТ (абсолютно черное тело), температура которого определяется подводимой мощностью. Нагрев осуществляется за счет поглощения подложкой теплового излучения нагревателя, а количество поглощенной подложкой энергии и ее температура, определяется спектральной зависимостью коэффициента поглощения подложки.

Температура подложки определяется с помощью термопары, но так как для получения однородной эпитаксиальной пленки в процессе роста подложка вращается, то установить термопару, имеющую тепловой контакт с подложкой невозможно. Следует отметить, что коэффициент поглощения и, следовательно, температура подложки зависит от многих характеристик материала: ширины запрещенной зоны, концентрации свободных носителей заряда, решеточного спектра поглощения, спектральной зависимости коэффициентов отражения и т.п. Поэтому даже в рамках использования одного материала подложки, например кремния, ее температура будет существенно зависеть от концентрации легирующей примеси.

Ранее нами было замечено, что при росте эпитаксиальных пленок InSb на GaAs [1] температура гетероструктуры резко возрастает по мере увеличения толщины эпитаксиальной пленки InSb, хотя температура нагревателя оставалась постоянной. Возрастание температуры фиксировалось по изменению поверхностной сверхструктуры от стабилизации сурьмой, к стабилизации индием. Для того чтобы вернуться к первоначальной поверхностной сверхструктуре приходилось снижать температуру нагревателя на 30-50°С в зависимости от толщины эпитаксиального слоя InSb. С ростом толщины слоя InSb перегрев структуры возрастал.

В гетеросистеме Ge/Si сверхструктурные перестройки не происходят и изменение температуры нельзя отследить. Поскольку рост в режиме неконтролируемого повышения температуры приводит к ухудшению качества структуры температуру подложки необходимо время от времени корректировать.

II ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью данной работы является расчет зависимости температуры гетероструктуры Ge/Si от толщины эпитаксиального слоя германия для различных температур нагревателя подложки.

III ТЕОРИЯ

Причина дополнительного нагрева может быть объяснена следующим образом. На рис.1 схематически показана зависимость спектральной плотности излучения нагревателя $r_{\lambda T}$ (закон Планка) и область поглощения кремния (вертикальная штриховка) в коротковолновой области от 0 до ~1 мкм. При МЛЭ пленки Ge на Si возникает дополнительное поглощение тепловой энергии пленкой Ge, в спектральной области от 1 до 2 мкм, так как ширина его запрещенной зоны почти вдвое меньше, чем у Si. Это поглощение увеличивается с ростом толщины эпитаксиальной пленки Ge. [2,3]

Количество поглощенной энергии определяется спектральной зависимостью коэффициента поглощения $\alpha_{(\lambda)}$ в законе Бугера.

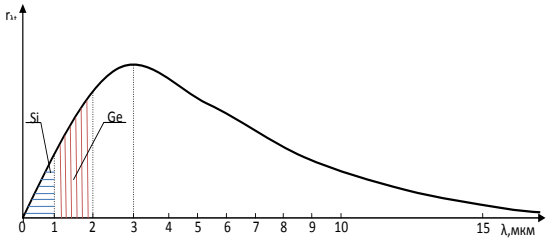


Рис 1 Спектральная плотность излучения АЧТ (нагревателя подложки) при T=1000ºC (Схематично)

$$I(\lambda, d) = I_0 \exp(-\alpha(\lambda)d), \qquad (1)$$

$I_{(\lambda..d)}$ интенсивность теплового потока. В формуле (1) мы пренебрегали коэффициентом отражения R(λ).

Величина поглощенной энергии (потока Дж/м^2) равна разности падающего и прошедшего потока.

$$\Delta I = I_0[1 - \exp(-\alpha(\lambda)d)] \qquad (2)$$

Количество энергии, поглощенной подложкой Si, можно записать

$$Q_{si} = \int_0^1 r_{\lambda T_0} \cdot [1 - \exp(-\alpha_{si} d_{si})] d\lambda \qquad (3)$$

, где $r_{\lambda T}$ - спектральная плотность излучения нагревателя с температурой T_0. (закон Планка) При появлении пленки Ge с ростом ее толщины происходит дополнительное поглощение энергии в спектральном диапазоне только от 1 до 2 мкм, описываемое выражением:

$$Q = \int_0^1 r_{\lambda T_0} \cdot [1 - \exp(-\alpha_{si} d_{si})] d\lambda + \int_1^2 r_{\lambda T_0} \cdot [1 - \exp(-\alpha_{Ge} d_{Ge})] d\lambda \qquad (4)$$

Первое слагаемое, это энергия поглощенная подложкой Si (Q_{si}), а второе слагаемое зависимость величины поглощенной энергии пленкой германия (Q_{Ge}) где $\alpha_{Si(\lambda)}$ и $\alpha_{Ge(\lambda)}$ спектральные зависимости коэффициентов поглощения кремния и германия соответственно.

Для проведения расчетов изменения температуры гетероструктуры при наращивании слоя германия необходимо так же учитывать спектральные зависимости коэффициентов отражения кремния от границ вакуум подложка Si и подложка Si пленка Ge, собственное поглощение, решеточное поглощение, поглощение на свободных носителях.

Важно отметить, что по мере возрастания температуры подложки кремния в ней возникает увеличение собственной концентрации носителей заряда, которое определяется зависимостью

$$N_i = (N_v N_c)1/2\exp(-Eg/2kT) \qquad (5)$$

где Eg = 1.1 эВ - ширина запрещенной зоны кремния. Поэтому с ростом температуры возникает дополнительное поглощение и нагрев.

При осаждении пленки германия в ней также с ростом температуры увеличивается концентрация собственных электронов и дырок, но в значительно большей степени, поскольку ширина запрещенной зоны германия Eg = 0.67 эВ. Это должно приводить к еще большему поглощению и нагреву.

Поскольку точный учет всех механизмов отражения и поглощения сделать невозможно, мы воспользовались экспериментальными данными, приведенными в литературе.

В работе [4] Бекер и Рен опубликовали данные о пропускании инфракрасного излучения массивными образцом кремния и показали, что этот материал должен иметь чрезвычайно высокое пропускание в области длин волн выше 1 мкм. Они дали кривые для коэффициента поглощения в функции длины волны при температуре от 77 до 663 К и показали, что пропускание улучшается при более низких температурах.

Коэффициент отражения германия в области от 8.7 до 152 мкм был измерен Ларком-Горовитцем и Мейснером [5]. Значительного различия между отражательной способностью n и p-типов германия одинаковой чистоты нет, и по опубликованным данным можно судить, что изменение отражательной способности колеблются в пределах от 30 до 50 %.

На рис. 2 представлены два спектра: 1-ый пропускание Si толщиной 500 мкм при температуре 400ºC; 2-ой спектр пропускания пленки Ge толщиной 5 мкм. Как видно из рис. 2 помимо дополнительного поглощения Ge в области от 1 до 2 мкм необходимо так же учесть поглощение на свободных носителях в дальней инфракрасной области. Ge полностью поглощает излучение начиная с 7 мкм, в то время как в Si полное поглощение начинается с 11 мкм.

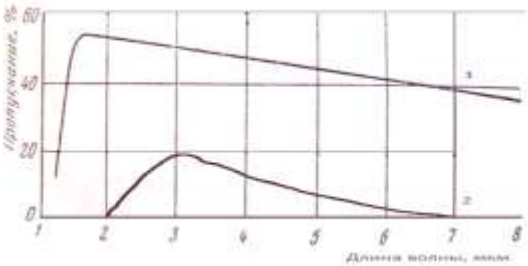


Рис 2 Зависимость коэффициента пропускания Si (1) Ge(2) от длины волны [6]

С ростом температуры пропускание Si уменьшается незначительно , а в узкозонном Ge этот эффект ярко выражен за счет более резкого увеличения концентрации собственных носителей. Поэтому при толщинах слоев Ge даже порядка 1-го мкм, изменение температуры уже весьма существенно.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис 3 приведены результаты численного расчета температуры гетероструктуры Ge на Si в зависимости от температуры нагревателя Тн и толщины пленки Ge. Расчет проведен с использованием стационарного уравнения теплового баланса, учитывающего поступление лучистой энергии от нагревателя и собственное излучение образца. Поскольку образец находится в вакууме на специальных теплоизолирующих держателях, то потери тепла за счет теплопроводности пренебрежимо малы и не учитывались.

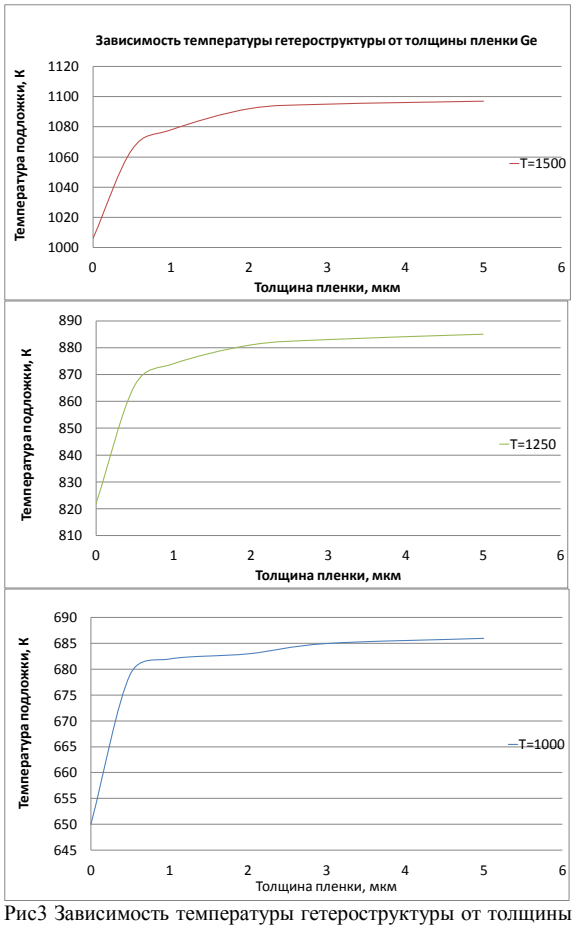


Рис3 Зависимость температуры гетероструктуры от толщины пленки Ge

Мощность поглощенного образцом излучения от нагревателя рассчитывалась с учетом коэффициента отражения от поверхности Si ρ=0.3 Мощность излучения прошедшего через гетероструктуру и покинувшая образец рассчитывалась с использованием закона Бугера и коэффициента отражения излучения от тыльной поверхности подложки Si. При наличии пленки германия этот коэффициент был принят в расчетах равным ρ_2=0.35

Поскольку значение коэффициента поглощения сильно зависит от спектрального состава излучения и материала образца, то весь спектр был разбит на три участка: 1-й: (0 - 1 мкм), 2-й: (1 - 2 мкм), 3-й: (2 - ∞ мкм). В расчетах были использованы следующие значения коэффициентов поглощения $\alpha_{11}=\alpha_{21}=\alpha_{22}$ =106 м$^{-1}$; α_{12} =103 м$^{-1}$; α_{13} =1003 м$^{-1}$; α_{23} =1503 м$^{-1}$;[6]

Здесь первый индекс относится к материалу образца (1- Si, 2-Ge), а второй к участку спектра. Например, α_{11} означает коэффициент поглощения Si на участке спектра (0 - 1 мкм)

Расчет проводился для следующих температур нагревателя подложки T_H: 1000 К, 1250 К, 1500 К, результаты расчета представлены в Табл I.

Таблица I(а)

Тн=1000К						
d, мкм	0	0.5	1	2	3	5
T	650	679	681	682	685	685

ΔT =36 С

Таблица I(б)

Тн=1250 К						
d, мкм	0	0.5	1	2	3	5
T	822	867	874	881	883	884

ΔT =62°C

Таблица I(в)

Тн=1500К						
d, мкм	0	0.5	1	2	3	5
T	1006	1065	1078	1087	1095	1097

ΔT =90°C

V. Обсуждение результатов

Как видно из приведенных в таблице 1 данных в структуре Ge/Si в процессе МЛЭ пленки Ge при ее толщине более 2 мкм происходит дополнительное повышение температуры по сравнению с подложкой Si, и увеличение составляет от 30°C при T_H =1000К до 90°C при T_H =1500К.

Из рис.3 видно, что температура существенно увеличивается до толщины пленки равной 2 мкм и при дальнейшем увеличении толщины температура практически не меняется

Это происходит из-за того, что при толщинах Ge более 2мкм происходит практически полное поглощение излучения в диапазоне длин волн 1-2 мкм.

При увеличение температуры нагревателя происходит увеличение собственной концентрации носи-

телей прежде всего в узкозонном германии в значительно большей степени чем в Si, из-за чего происходит дополнительное поглощение энергии в Ge и повышение температуры гетероструктуры.

VI. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании приведенных расчетов, можно сделать вывод, что при молекулярно-лучевой эпитаксии пленки Ge на подложке Si с ростом ее толщины происходит увеличение температуры гетероструктуры по сравнению с исходной температурой Si подложки. По мере увеличения температуры нагревателя от 1000°C до 1500°C этот перегрев возрастает от 35°C до 90°C. Этот факт объясняется тем, что при повышении температуры нагревателя в германии резко возрастает концентрация свободных носителей заряда по сравнению с более широкозонным кремнием, что приводит к увеличению разницы температур ΔT. Как видно из рис3., наиболее резкое неконтролируемое изменение температуры эпитаксии происходит на начальной стадии зарождения и роста, что может резко поменять механизм зародышеобразования и, в конечном счете, повлиять на качество структуры.

Важно отметить, что нами не учитывались эффекты многократного отражения излучения в тонких пленках германия. Этот эффект должен приводить к более резкой зависимости увеличения температуры структуры от толщины пленки Ge.

Учет многократного механизма поглощения в тонких слоях нами будет представлен в следующей работе.

Список литература

1. .Величко А.А., Илюшин В.А. - Электрофизические свойства пленок антимонида индия, полученных из молекулярных пучков.- Электронная промышленность, - 1993, № 8, с. 48-50.
2. А.В. Кацюба, А.Ю. Крупин, Вестник НГТУ. 2011 часть1.
3. А.А. Величко, Кольцов Б. Б., Кацюба А.В., Сборник трудов «Современные техника и технологии» Томск 2011 том 3.
4. Phys. Rev., 76, 1530 (1967).
5. Phys. Rev., 78, 1530 (1968).
6. Е.М. Воронкова, Б.Н. Гречушников, Г.И. Дистлер, И.П. Петров, «Оптические материалы для инфракрасной техники», 209 (1965).

Величко А.А. — Доктор технических наук. Кафедра полупроводниковых приборов и микроэлектроники, Профессор.

Илюшин В.А. — Кандидат технических наук. Кафедра полупроводниковых приборов и микроэлектроники, доцент.

Сивых Г.Ф. — Кандидат физико математических наук Кафедра Общей физики, доцент

Кацюба А.В. — Кафедра полупроводниковых приборов и микроэлектроники, аспирант.

Влияние радиационно-конвективного теплообмена на поля температуры в кристаллах в методе Чохральского

В. С. Бердников[1,2], К. А. Митин[1,2], А.В. Митина[1]
[1]*Институт Теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*
[2]*Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск*

***Аннотация* – Численно исследован сопряженный теплообмен в режимах термогравитационной конвекции газа и радиационно-конвективной теплоотдачи в системе «кристалл – окружающая среда – стенки ростовой камеры», геометрически подобной верхней части теплового узла в методе Чохральского. Расчеты выполнены в диапазоне чисел Грасгофа от 1000 до 16000 при Pr = 0,68. Исследования проведены методом конечных элементов, расчет радиационных потоков проводился зональным методом. Исследована относительная роль теплопроводности, конвективного теплообмена и радиационной теплоотдачи.**

***Ключевые слова* – метод Чохральского, сопряженный теплообмен, численное моделирование, МКЭ.**

I. Введение

В НАИБОЛЕЕ ШИРОКО ПРИМЕНЯЕМОМ для вытягивания монокристаллов из расплавов методе Чохральского структурное совершенство получаемых кристаллов в значительной мере зависит не только от конвективного теплообмена в расплаве у фронта кристаллизации, но и от режимов теплоотдачи с образующих кристаллов на всех этапах роста [1,2]. Конвективный теплообмен в расплаве важен как основной фактор, влияющий на процесс кристаллизации и на форму фронта кристаллизации [3,4]. Гидродинамика расплава в подкристальной области определяет форму изотерм и радиальные распределения локальных тепловых потоков, которые и определяют локальную кривизну фронта. Как показывает технологическая практика, наиболее оптимальным является плоский фронт [1-4]. Из результатов исследований конвективного теплообмена следует, что для расплавов с любым значением числа Прандтля существуют соотношения безразмерных параметров – чисел Грасгофа, Марангони и Рейнольдса, характеризующих интенсивность и относительную роль свободной и вынужденной конвекции, при которых фронт кристаллизации будет плоским [3]. В [3] исследования проведены без учета теплоотдачи от кристалла в окружающую среду. В реальном технологическом процессе теплообмен имеет сложный сопряженный характер и поля температуры самосогласованны во всей ростовой камере. В рамках глобального моделирования именно в полной сопряженной постановке задачи и должны решаться. Но для понимания общих закономерностей зависимости полей температуры в кристаллах от интенсивности теплоотдачи с их образующих и соответствующих термических напряжений можно решать задачи в рамках частичного моделирования. Результаты таких исследований необходимы для оценок пространственной зависимости электрофизических характеристик кристалла от условий роста и от полей температуры в кристаллах [4-6]. Теплоотдача от кристалла в окружающую среду ростовой камеры влияет на поля температуры в кристалле в процессе роста и в режиме сопряженного теплообмена не только корректирует кривизну фронта, но и определяет объемное распределение собственных точечных дефектов [5,6].

Численно, методом конечных элементов [7] в осесимметричной постановке с заданным плоским фронтом, вначале был исследован кондуктивный теплообмен и теплоотдача в режиме ламинарной термогравитационной конвекции газа в цилиндрической ростовой камере. Затем дополнительно был учтен радиационный механизм теплообмена. Радиационные потоки вычислялись на основе зонального метода [8]. Изучена относительная роль и совместное влияние различных механизмов теплообмена (теплопроводности, конвекции и радиации) в зависимости от характерного перепада температуры.

II. Постановка задачи

Для геометрий, применяемых при выращивании монокристалла методом Чохральского, характерна осевая симметрия. Учитывая свойства осесимметрии, проведено численное моделирование для двумерной области в цилиндрических координатах, что позволило существенно сократить затраты на вычисление. В качестве расчетной взята верхняя часть ростовой камеры, состоящей из монокристалла, штока, стенок

ростовой камеры и экрана отделяющего зону расплава от ростовой камеры. Для моделирования термогравитационной конвекции использована безразмерная система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, записанная в переменных вихрь, функция тока и температура:

$$\begin{cases} -\frac{1}{\Pr}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)+u\frac{\partial T}{\partial r}+v\frac{\partial T}{\partial z}=0 \\ -\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \omega}{\partial r}+\frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2}\right)+u\frac{\partial \omega}{\partial r}+v\frac{\partial \omega}{\partial z}+\frac{\omega}{r^2}-u\frac{\omega}{r}=Gr\frac{\partial T}{\partial r}, \\ -\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r}+\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}\right)+\frac{\psi}{r^2}=-\omega \end{cases}$$

где T, ω и ψ это соответственно температура, вихрь и функция тока, u и v это радиальная и осевая компоненты скорости соответственно, которые вычисляются из следующих соотношений:

$$u=-\frac{\partial \psi}{\partial z}, \qquad v=\frac{1}{r}\frac{\partial(r\cdot\psi)}{\partial z}.$$

В безразмерных уравнениях $Gr = (\beta g/\nu^2)\times\Delta T\times R_K^3$ – число Грасгофа, по определению является отношением сил плавучести (силы Архимеда) к силам вязкого трения, а при заданной геометрии и параметрах газа может трактоваться как безразмерный перепад температуры. Число Прандтля $Pr = \nu/a$, $a = \lambda/\rho C_P$ – коэффициент температуропроводности, g – ускорение силы тяжести, β – коэффициент объемного расширения газа, ρ – плотность, C_P – теплоемкость при постоянном давлении. При приведении уравнений к безразмерному виду в качестве геометрического масштаба использован R_{cr} – радиус кристалла. За масштаб температуры взят ΔT – перепад температур между фронтом кристаллизации и стенками ростовой камеры. Масштабом поля скорости выбрано ν/R_{cr} – отношение кинематической вязкости к радиусу кристалла. Масштабом для радиационных потоков является $R_{cr}/\lambda_{gas}\Delta T$ – отношение квадрата радиуса кристалла к произведению теплопроводности газа, заполняющего ростовую камеру, и перепада температуры. Расчет радиационных потоков проводился при следующих предположениях: расчетная область ограничена замкнутой системой поверхностей; все поверхности системы – серые, диффузно-излучающие и диффузно-отражающие; поверхности разбиты на зоны, в пределах которых радиационные свойства и температура могут считаться постоянными; среда, заполняющая ростовую камеру - диатермична.

На фронте кристаллизации задана максимальная температура в системе (температура плавления кремния – 1683 К):

$$T\big|_{\Gamma_1}=1.$$

На экране, отделяющем расплав от ростовой камеры, заданы условия теплоизолированности, непротекания и прилипания:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_2}=1, \quad \psi\big|_{\Gamma_2}=0, \qquad \omega\big|_{\Gamma_2}=\left.\frac{\partial V_r}{\partial z}\right|_{\Gamma_2}.$$

На стенках ростовой камеры поддерживается минимальная температура в системе, задано условие непротекания и прилипания:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_3}=0, \quad \psi\big|_{\Gamma_3}=0, \qquad \omega\big|_{\Gamma_3}=-\left.\frac{\partial V_z}{\partial r}\right|_{\Gamma_3}.$$

На образующих кристалла заданны условия непротекания, прилипания и условие идеального контакта с учетом радиационных потоков:

$$\psi\big|_{\Gamma_4}=0, \qquad \omega\big|_{\Gamma_4}=\left.\frac{\partial V_r}{\partial z}\right|_{\Gamma_4}-\left.\frac{\partial V_z}{\partial r}\right|_{\Gamma_4},$$

$$\begin{cases} -\lambda_{cr}\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{4-}}=-\lambda_{gas}\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{4+}}+Q \\ T\big|_{\Gamma_{4-}}=T\big|_{\Gamma_{4+}} \end{cases}.$$

Численное моделирование проводилось методом конечных элементов на неравномерной сетке 100x500, состоящей из треугольников с заданными на них финитными линейными функциями. Схема расчетной области понятна из Рис. 1.

Вычисления проводились при следующих физических параметрах: теплопроводность кристалла (λ_{cr}) – 26 [Вт/м·К]; радиус кристалла (R_{cr}) - 0.05 [м]; теплопроводность газа (λ_{gaz}) - 0.0583 [Вт/м·К]; температуропроводность газа (α) – 0.000374 [м^2/с]; коэффициент объемного расширения газа (β) - 0.00064 [1/К]; кинематическая вязкость газа (ν) - 0.0002542 [м^2/с]; степень черноты всех поверхностей системы – 0.5. Свойства для газов взяты при температуре 1600 К [9].

III. Результаты экспериментов

Работа направлена на выяснение относительной роли влияния теплопроводности, конвективного теплообмена и радиационной теплоотдачи на формирование поля температуры внутри кристалла при выращивании монокристаллов методом Чохральского. Для фиксированной и приближенной к реальной технологической геометрии (область перехода от затравки к кристаллу заданного диаметра имеет коническую форму) проведены расчеты в интервале перепадов температур, эквивалентном диапазону чисел Грасгофа

1000 ≤ Gr ≤ 16000. Число Грасгофа, равное 16000, соответствует рабочему перепаду температуры, составляющему 1330 K.

Поля температуры в кристаллах существенно зависят от режимов теплоотдачи. Влияние теплопроводности на поле температуры в составном теле остается существенным во всех режимах теплообмена. При анализе относительной роли различных механизмов теплообмена естественно проанализировать режим теплопроводности, как исходный. Рассчитанное поле температур в твердом теле в этом режиме является базой для сравнения и понимания степени влияния конвективного теплообмена и радиационной теплоотдачи с образующей кристалла и всего составного тела «кристалл – затравка - шток».

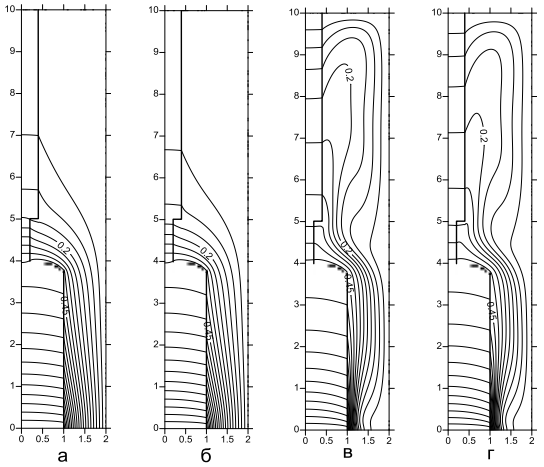


Рис. 1. Поля изотерм при Gr = 8000 (ΔT=660K) в кондуктивном (а), радиационно-кондуктивном (б), конвективном (в), радиационно-конвективном (г) режимах теплообмена.

Результаты расчетов в режиме теплопроводности показали, что поле температуры сильно неоднородно (рис. 1а). Соответственно неоднородно распределение радиальных и осевых градиентов температуры в различных частях кристалла (рис.2). Как следствие радиальные распределения осевых локальных тепловых потоков так же неравномерны. Это особенно заметно вблизи нижнего нагретого торца (модель фронта кристаллизации) и в верхней части кристалла, где существенное влияние на поле температуры в кристалле оказывает область перехода от кристалла к затравке. На неоднородность осевых градиентов температуры внимание обращено, потому что в настоящие время наиболее часто для объяснения процессов кластеризации собственных точечных дефектов [5, 6] в растущем кристалле применяется теория В.В. Воронкова, суть которой и современное состояние вопроса изложено в [7]. В теории Воронкова предполагается радиальная однородность осевых градиентов температуры.

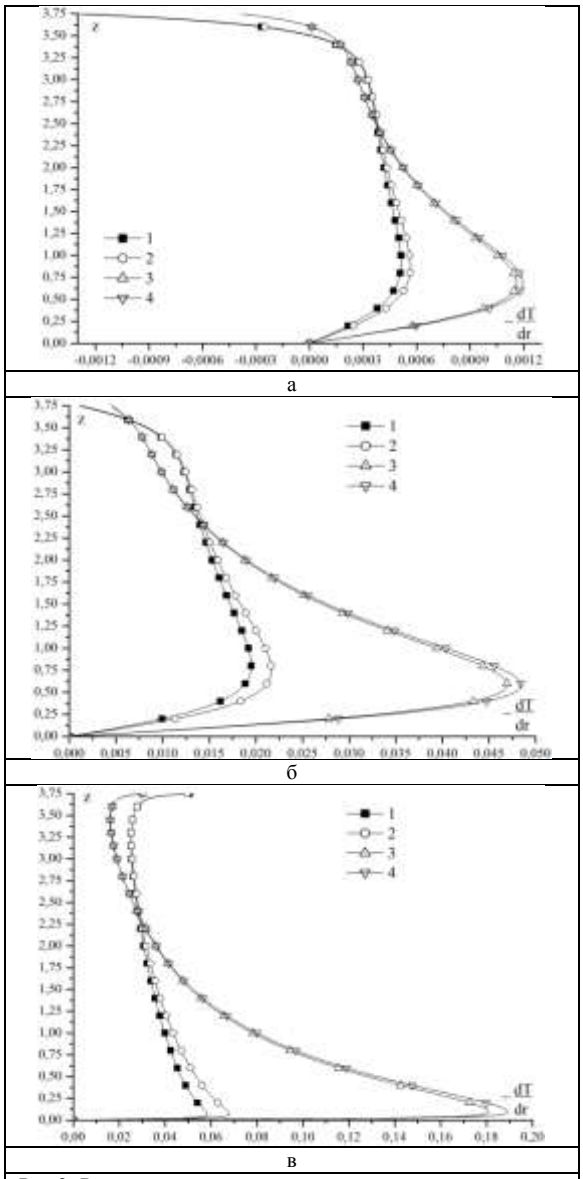


Рис.2. Распределения радиальных градиентов температуры в кристалле по высоте при Gr = 8000 в сечениях: а – r = 0,02; б - 0,5; в – 1; в кондуктивном (1), радиационно-кондуктивном (2), конвективном (3), радиационно-конвективном (4) режимах теплообмена.

В данной системе в режиме теплопроводности существуют большие радиальные градиенты температуры и в газовой среде. Поэтому система в гидродинамическом смысле абсолютно неустойчива, и при самых малых перепадах температуры неизбежно развивается конвективное течение, интенсивность которого пропорциональна радиальному градиенту и будет расти при увеличении перепада температуры (рис.3). От интенсивности течений газа и локальных полей скорости зависят локальные тепловые потоки с образующих кристалла и, как следствие, осевые и радиальные градиенты температуры в кристаллах. Меня-

ется соотношение тепловых потоков в осевом и в радиальном направлении в кристалле и во всем составном теле.

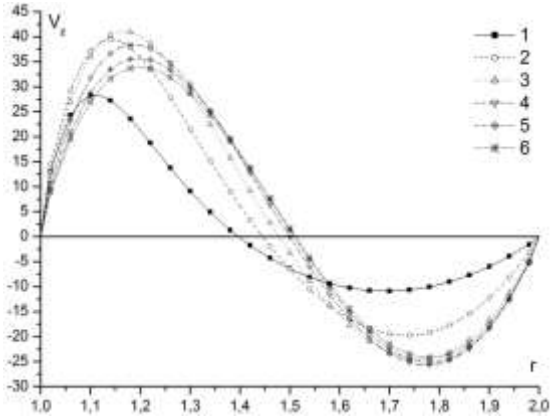


Рис.3. Профили осевой компоненты скорости в режиме радиационно-конвективного теплообмена при Gr = 8000 в сечениях: 1- z = 0.5; 2-1.0; 3-1.5; 4-2.0; 5-2.5; 6-3.0.

Наложение радиационного механизма на кондуктивный механизм теплообмена существенно меняется распределение температур внутри кристалла (рис.1,2) и значительно вырастают осевые градиенты температур в основании кристалла. Это особенно заметно по сгущению изотерм в основании кристалла, что говорит о его более эффективном охлаждении.

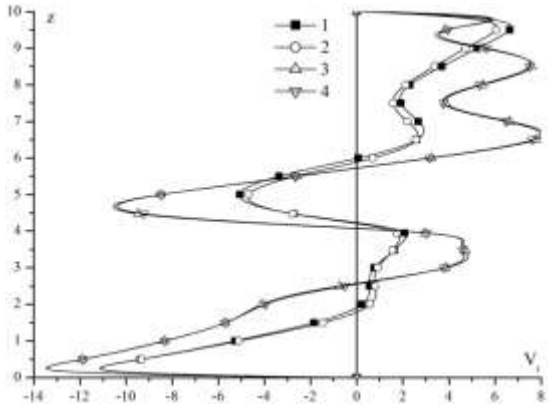


Рис. 4. Профили радиальной компоненты скорости в сечении r = 1,5: при Gr = 8000 в конвективном (1) и радиационно-конвективном (2) режимах теплообмена; аналогично при Gr = 16000 (3, 4).

Наложение конвективного механизма так же существенно влияет на распределение температур внутри кристалла (рис.1,2) и приводит к более эффективному охлаждению кристалла. При наложении конвективного механизма теплообмена так же в значительной мере вырастают осевые градиенты в основании кристалла. Это связано с тем, что холодные потоки газа набегают на раскаленное основание кристалла (рис.4), разогреваются и под действием силы плавучести поднимаются вверх по образующей кристалла (рис.3). Далее потоки газа остывают на стенках ростовой камеры и опускаются вниз к основанию кристалла. Таким образом, наложение конвективного механизма теплообмена приводит к резкому увеличению осевых градиентов для горячих участков в основании кристалла и в зависимости от геометрии ростовой камеры может приводить к снижению градиентов температур более холодных участков образующей кристалла (рис.5).

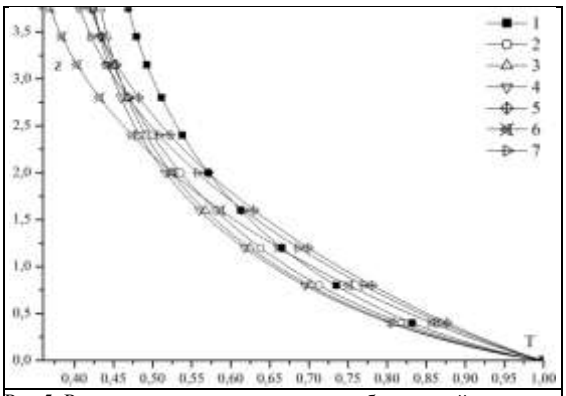


Рис.5. Распределения температуры на образующей кристалла (r = 1) в режимах теплопроводности (1), 2, 3 - радиационно-кондуктивного (2 - Gr = 8000, 3 - Gr = 16000), конвективного (4,5), радиационно-конвективного (6,7) теплообмена.

Заметно, что одновременное наложение радиационного и конвективного механизмов теплообмена привело к еще более значительным изменениям поля температур на поверхности (рис.5) и внутри кристалла (рис.1,2) и к более ярко выраженному росту осевых градиентов температур в основании кристалла. Кроме того наложение радиационного механизма теплообмена приводит к уменьшению интенсивности конвективных потоков.

IV. Выводы и заключение

Исследован сопряженный теплообмен кристалла с окружающей средой в системе геометрически подобных различным стадиям технологического процесса вытягивания монокристалла из расплава методом Чохральского. При фиксированной геометрии расчетной области, исследованы эволюция структуры течения и сопряженный конвективный теплообмен в режимах теплопроводности, термогравитационной конвекции и радиационно-конвективного теплообмена с ростом перепада температуры. Изучено влияние режима теплоотдачи на распределение поля температур в кристалле. Исследованы относительные роли теплопроводности, радиационной теплоотдачи и конвективного теплообмена в газовой фазе. Показано, что в исследованном диапазоне перепадов температур роль конвективного теплообмена остается существенной. Радиационная теплоотдача понижает температуру поверхности кристалла и снижает перепад температуры между образующими кристалла и стенками ростовой камеры. В результате снижается интенсивность конвективного движения газа. Исследовано влияние осо-

бенностей течения на согласованные поля температуры в газе и в кристалле. При небольших числах Грасгофа влияние конвекции на распределение температуры в газе относительно не велико. Поэтому радиальные распределения температуры в газе близки к характерным для так называемых “режимов теплопроводности”, при которых гидродинамика газа слабо влияет на температурные поля в большей части объема газа, за исключением торцевых зон поворотных течений. С ростом числа Грасгофа наблюдается переход от слабоинтенсивного “ползущего” течения к режиму пограничного слоя. Одним из индикаторов перехода является формирование устойчиво стратифицированного ядра в слое газа.

Особенностью задачи является то, что центральное тело подогревается снизу и конвекция развивается у тела с продольным градиентом температуры. Газ, разогреваясь у нижнего торца, поднимается вверх и перепад температуры между кристаллом и газом постепенно уменьшается. При больших характерных перепадах температуры в рассматриваемой системе, это приведет к тому, что вниз по потоку температура натекающего газа превзойдет температуру кристалла и тепловой поток изменит свое направление.

Представленные результаты позволяют на качественном и количественном уровне увидеть основные тенденции перестройки взаимосвязанных полей температуры в газе и в составном твердом теле “кристалл – затравка – шток”, а также определить тенденции в изменениях радиальных и осевых градиентов температуры при увеличении числа Грасгофа.

Полученные данные представляют практический интерес для совершенствования одномерной теории В. В. Воронкова о поведении точечных дефектов в кристалле, основные положения и физические предпосылки которой подробно описаны и анализируется в монографии [6].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 12-08-00487а) и СО РАН (проект II.7.5.10).

Список литературы

[1] К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии // М.: Мир, 1984. – 475 с.

[2] Мильвидский М. Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. - М.: Наука. 1986. – 144 с.

[3] Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гапонов В.А. Смешанная конвекция в методе Чохральского с неподвижным тиглем // Тр. 4 Российской национальной конференции по теплообмену – РНКТ 4. М: Издательский дом МЭИ, 2006. Т.3. С.76–80.

[4] Анфимов И.М., Бердников В.С., Выговская Е.А., Кобелева С.П., Смирнов А.А., Осипов Ю.В., Торопова О.В., Мурашов В.И. Однородность распределения удельного электросопротивления в монокристаллическом кремнии, выращенном методом Чохральского // Изв. Вузов. Материалы электрон. техники. 2007. №4. С. 40-44.

[5] Простомолотов А.И., Мильвидский М. Г. Моделирование тепловых процессов и дефектообразования при выращивании и термообработке бездислокационных монокристаллов и пластин кремния // Изв. Вузов. Материалы электрон. техники. 2008. №3. С. 49-53.

[6] Таланин В.И. Моделирование и свойства дефектной структуры бездислокационных монокристаллов кремния. Запорожье: ГУ «ЗИГМУ», 2007. 275 с.

[7] Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. – 896с. Рояк М.Э., Соловейчик Ю.Г., Шурина Э.П. Сеточные методы решения краевых задач математической физики. Новосибирск: изд-во НГТУ, 1998. 120 с.

[8] Спэрроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. Л.: ”Энергия”, 1971. 294 с.

[9] Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Д.ф.-м.н. Бердников Владимир Степанович.
После окончания физфака НГУ в 1970г по настоящее время работает в Институте теплофизики СО РАН (пройдя последовательно должности: стажер-исследователь, аспирант, м.н.с., с.н.с., зав. лаб). Профессор кафедры прикладной математики НГТУ.

Аспирант Митин Константин Александрович после окончания магистратуры в 2009г поступил в аспирантуру НГТУ.

Аспирант Митина Алина Владимировна после окончания магистратуры НГТУ в 2011г поступил в аспирантуру Института теплофизики СО РАН.

Сопряженный конвективный теплообмен в вертикальных слоях жидкости и газа

В. С. Бердников[1,2], К. А. Митин[1,2], А.В. Митина[1]
[1]*Институт Теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*
[2]*Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск*

***Аннотация* – Исследовано влияние конечной теплопроводности границ на структуру течения в вертикальных слоях жидкости (с числом Прандтля Pr = 16) и газа (с Pr = 0,66) со стенками, нагретыми до разных температур, и на локальные характеристики свободноконвективных пограничных слоев в диапазоне чисел Грасгофа от 100 ≤ Gr ≤ 10^6. Методом конечных элементов в декартовых координатах решены уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в переменных температура, вихрь и функция тока. Изучены ламинарные режимы течения в сопряженной постановке задачи. Рассчитаны поля температуры, как в жидкости, так и в твердых вертикальных стенках.**

***Ключевые слова* – свободная конвекция, вертикальный слой, сопряженный теплообмен, МКЭ.**

I. Введение

Каноническим объектом в исследованиях устойчивости течений и ламинарно-турбулентного перехода при термогравитационной конвекции является течение в вертикальном слое жидкости, заключенном между параллельными плоскостями, нагретыми до разных температур [1,2]. Наличие различных по своей физической природе механизмов развития возмущения делает эти течения чувствительными к воздействию всякого рода внешних и внутренних факторов. В ИТ СО РАН были выполнены эксперименты на рабочих участках с вертикальными стенками с высокой теплопроводностью и со стеклянными прозрачными вертикальными стенками, позволяющими наблюдать развитие пограничного слоя и целенаправленно проводить измерения полей скорости и температуры в качественно различных областях пограничного слоя: в ламинарной части, в зонах ламинарно-турбулентного перехода и развитого турбулентного пограничного слоя [3-5].

Экспериментальные исследования с прозрачными вертикальными стенками конечной теплопроводности позволяют проводить подробные исследования локальной структуры трехмерных нестационарных течений с использованием оптических методов диагностики. Но приводят к необходимости учитывать степень влияния сопряженного теплообмена между низкотеплопроводными границами и жидкостью на локальные характеристики пограничных слоев. Экспериментально определить поле температуры внутри прозрачных стенок и исследовать влияние сопряженного теплообмена на локальную структуру течения практически невозможно. Это позволяют сделать численные исследования в сопряженной постановке задачи при геометрии расчетной области, совпадающей с геометрией рабочего участка экспериментального стенда [3, 5].

Изучение сопряженного теплообмена (с различными соотношениями коэффициентов теплопроводности жидкостей и материала стенки) и его влияния на характеристики ламинарных пограничных слоев – первый шаг к пониманию механизмов неустойчивости и параметров вторичных течений. Это интересно для научно-технических приложений, так как смена режимов течения сопровождается сменой закономерностей тепло- и массообмена [2-5]. Знание границ перехода и основных закономерностей интегральных и локальных процессов тепло- и массообмена в прослойках жидкости и газа необходимо, например, в строительной теплофизике — это оптимизация конструкций окон, стеклопакетов и нагревательных элементов. Приложение в технологической гидромеханике − это, например, сопряжённый конвективный теплообмен на образующих монокристаллов и тепло- и массообмен расплавов у стенок тиглей. Для анализа сложного сопряжённого теплообмена внутри конструкций авиационной и ракетной техники (в топливных баках, в воздушных прослойках фюзеляжа) также необходимы знания закономерностей развития конвективных течений с ростом перепадов температуры и связанных с режимами течений процессов тепломассообмена [2-4]. Знание общих закономерностей конвективного теплообмена необходимо для оптимизации режимов охлаждения мощной электронной аппаратуры, для расчетов термических напряжений в кристаллах, стенках баков и для достоверного прогноза термодинамического состояния авиационного или ракетного топлива при решении проблем надёжности работы авиационных топливных систем и двигателей [6].

II. Постановка задачи

При геометрии расчетной области, подобной рабочему участку экспериментального стенда [3,5] численно исследованы ламинарные режимы течения жидкости с числом Прандтля Pr = 16 и газа с Pr = 0,66 в вертикальных слоях в сопряженной постановке задачи. Рассчитаны поля температуры, как в жидкости, так и в вертикальных стенках. Задача решалась в двумерной постановке в декартовых координатах.

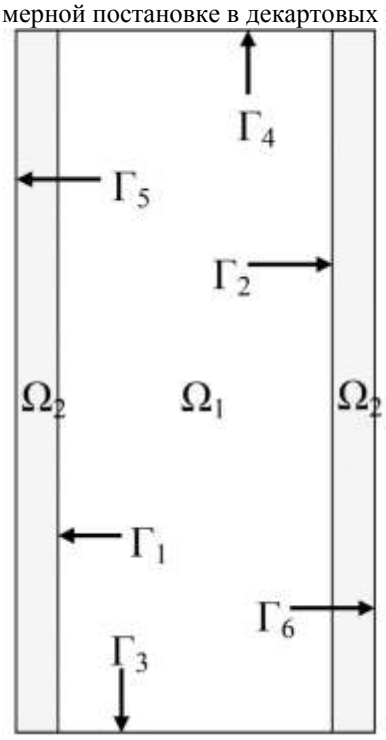


Рис. 1. Схема расчетной области

Расчетная область (рис.1) состоит из слоя жидкости (подобласть Ω_1), заключенного между двумя вертикальными стеклянными стенками, нагретыми до разных температур на внешних поверхностях Γ_5 и Γ_6 (подобласти Ω_2). Границы Γ_5 и Γ_6 изотермические. На рабочих границах Γ_1 (поверхность горячей стенки) и Γ_2 (поверхность холодной стенки) заданы условия идеального теплового контакта, т.е. неразрывность поля температуры и равенство тепловых потоков. Горизонтальные границы вертикального слоя жидкости Γ_3 и Γ_4 считаются адиабатическими. На границах Γ_1, Γ_2, Γ_3 и Γ_4 все три компоненты скорости равны нулю.

Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштабов геометрических размеров выбрана толщина слоя – L. Для скорости использован масштаб ν/L, где ν – кинематическая вязкость жидкости. Масштаб температуры $-\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$, где $T_{\max}$ и $T_{\min}$ – температуры на внешних сторонах горячей и холодной стенок, соответственно.

Кондуктивный теплообмен в вертикальных стенках описывается уравнением теплопроводности: $\lambda_S\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=0$, где λ_S - коэффициент теплопроводности вертикальных стенок, x и z – горизонтальная и вертикальная пространственные координаты.

Конвективный теплообмен в жидкости описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса, неразрывности и энергии в приближении Буссинеска, записанной в терминах температура, вихрь и функция тока:

$$V_x\frac{\partial T}{\partial x}+V_z\frac{\partial T}{\partial z}=\frac{1}{\Pr}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right)$$

$$V_x\frac{\partial \omega}{\partial x}+V_z\frac{\partial \omega}{\partial z}=\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}\right)+Gr\frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}=-\omega, V_x=\frac{\partial \psi}{\partial z}, V_z=-\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Здесь $Gr=\frac{g\cdot\beta\cdot L^3(T_{\max}-T_{\min})}{\nu^2}$ – число Грасгофа, где g – ускорение свободного падения, а β – коэффициент объемного расширения жидкости, $\Pr=\nu/\alpha$ – число Прандтля, α – коэффициент температуропроводности, T – безразмерная температура, ω – безразмерный вихрь, ψ – безразмерная функция тока, V_z и V_x вертикальная и горизонтальная компоненты вектора скорости. Вектор скорости связан с функцией тока соотношением: $V=(V_x,V_z)=\left(\frac{\partial\psi}{\partial z},-\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)$.

Для расчетов чисел Грасгофа, Прандтля и других параметров были использованы фиксированные значения теплофизических свойств 96% этилового спирта при 293 K: коэффициент динамической вязкости $\mu=1{,}198\cdot10^{-3}$ кг/м·с; коэффициент объемного расширения $\beta_F=1{,}05\cdot10^{-3}\,1/\mathrm{K}$; коэффициент кинематической вязкости $\nu_F=1{,}483\cdot10^{-6}$ м^2/с; коэффициент теплопроводности $\lambda_F=0{,}179\,\mathrm{Вт/(м\cdot K)}$; коэффициент температуропроводности $\alpha_F=9{,}218\cdot10^{-8}$ м^2/с. Коэффициент теплопроводности зеркального стекла при 293 K $\lambda_S=0{,}823\,\mathrm{Вт/(м\cdot K)}$ [7,8]. Для определения значений чисел Gr и относительных размеров L/H использован масштаб – толщина слоя жидкости (как в эксперименте) $L=60$ мм. Для аргона были использованы теплофизические свойства при 303K: $\lambda_{Ar}=0{,}0177\,\mathrm{Вт/(м\cdot K)}$; $\alpha_{Ar}=2{,}12\cdot10^{-5}$ м^2/с; $\nu_{Ar}=1{,}4\cdot10^{-5}$ м^2/с; $\beta_{Ar}=3{,}34\cdot10^{-3}\,1/\mathrm{K}$; Pr ≈ 0,66.

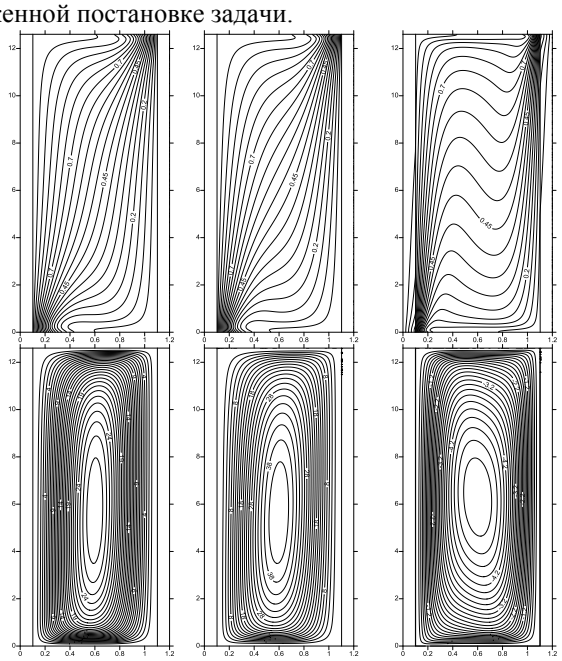
Теплопроводность стекла при 303К: $\lambda_S = 0{,}814\,\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ [7,8].

На границах расчетной области поставлены граничные условия, которые являются следствием равенства нулю обеих компонент скорости на твердых стенках: $\psi\big|_{\Gamma_{1,2,3,4}}$; $\omega\big|_{\Gamma_{1,2,3,4}} = \partial V_x/\partial z\big|_{\Gamma_{1,2,3,4}} - \partial V_z/\partial x\big|_{\Gamma_{1,2,3,4}}$. Значения вихря на границах вычисляются на каждой итерации после подстановки значений скорости, рассчитанных в слое, в граничные условия для вихря. Использован аналог формулы Вудса [9]. Для температуры поставлены условия идеального теплового контакта: $T\big|_{\Gamma_{1-,2-}} = T\big|_{\Gamma_{1+,2+}}$, $-\lambda_S \dfrac{\partial T}{\partial n}\Big|_{\Gamma_{1-,2-}} = -\lambda_F \dfrac{\partial T}{\partial n}\Big|_{\Gamma_{1+,2+}}$, где λ_S, λ_F – коэффициенты теплопроводности материала стенки и жидкости. На горизонтальных границах слоя жидкости поставлены условия теплоизоляции: $-\lambda \dfrac{\partial T}{\partial n}\Big|_{\Gamma_{3,4}} = 0$. Внешняя сторона горячей (левой) стенки изотермическая и на ней поддерживается максимальная (безразмерная) для системы температура: $T\big|_{\Gamma_5} = 1$. Внешняя сторона холодной (правой) стенки изотермическая и на ней поддерживается минимальная для системы температура: $T\big|_{\Gamma_6} = 0$.

Методом конечных элементов [10] решались задачи на установление. При решении использовалась равномерная прямоугольная конечноэлементная сетка с квадратичными базисными функциями. При вычислении значений вихря и скорости использовался метод согласованных результантов [9,10], позволяющий с высокой точностью получать значения частных производных произвольного конечноэлементного решения. В программе реализован итерационный процесс, в который при необходимости подставляются нужные значения переменных с предыдущих шагов. При этом сначала находится температура, затем вихрь, функция тока. Размерность сетки составляла 97×1009 узлов.

III. Результаты численных экспериментов

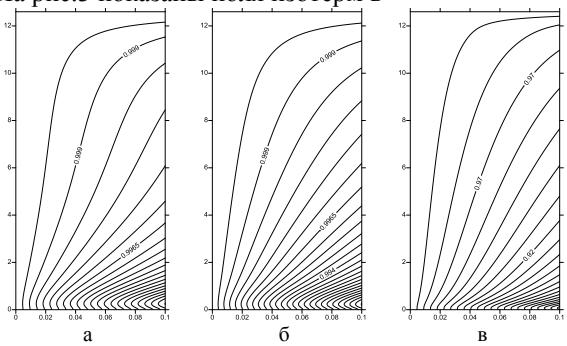
Работа является продолжением [9] и направлена на выяснение степени влияния теплового взаимодействия стенки и потока жидкости на локальные характеристики пограничного слоя в зависимости от отношения коэффициентов теплопроводности λ_S/λ_F. Для этого расчеты проведены при стационарной сопряженной постановке задачи, и полученные результаты сравниваются для случаев жидкости и газа. В [9] исследования проведены для случая термогравитационной конвекции жидкости с Pr = 16 при граничных условий первого рода (заданы значения температуры на рабочих сторонах вертикальных стенок) и при сопряженной постановке задачи.



а б в

Рис.2. Поля изотерм (верхний ряд) и изолинии функции тока в слоях аргона (а – Gr = 10800, б – 18000) и этилового спирта (в – Gr = 11000).

На рис.2 представлены поля изотерм и изолиний функции тока в газе и в жидкости при достаточно близких и существенно отличающихся значениях Gr. На рис.3 показаны поля изотерм в



а б в

Рис.3. Поля изотерм в стеклянной стенке, ограничивающей слои аргона (а – Gr = 10800, б – 18000) и этилового спирта (в – Gr = 11000). По горизонтали размер увеличен в 10 раз.

горячей стенке. На рис.2, 3 сильно увеличен масштаб по горизонтальной координате, чтобы была нагляднее пространственная структура полей температуры и пространственной формы течения (поскольку течения ламинарные и стационарные, то изолинии функции тока совпадают с траекториями движения жидкости). Пространственная форма течения – циркуляция жидкости по контуру области с подъемным потоком у горячей стенки и опускным у холодной. В централь-

ной по высоте слоя части течение почти плоскопараллельное. В торцевых областях поворотные течения: сверху от горячей стенки к холодной, внизу наоборот. Основное отличие сос-

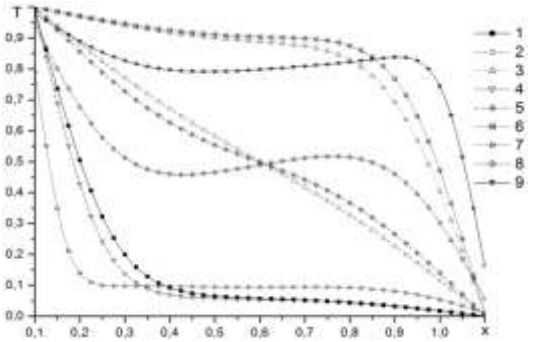


Рис.4. Профили температуры в слое аргона при Gr = 10800 в сечениях: 1 – z = 0,2; 2 – 6; 3 – 12, в слое аргона при Gr = 18000 в сечениях: 4 – z = 0,2; 5 – 6; 6 – 12, в слое спирта при Gr = 11000 в сечениях: 7 – z = 0,2; 8 – 6; 9 – 12.

тоит в том, что в слое газа конвективное течение в существенно меньшей степени деформирует распределение температуры, характерное для

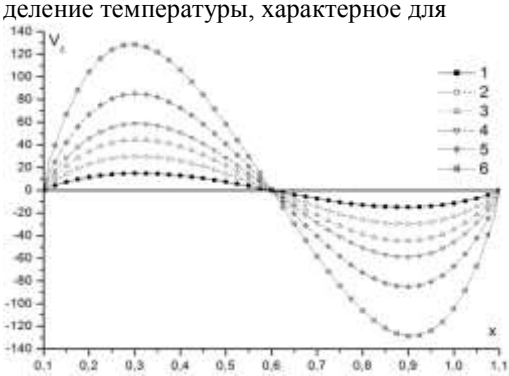


Рис.5. Профиль вертикальной компоненты скорости в слое аргона в сечении z = 6 при: 1 – Gr = 1800; 2 –3600; 3 – 5400; 4 – 7200; 5 – 10800; 6 – 18000.

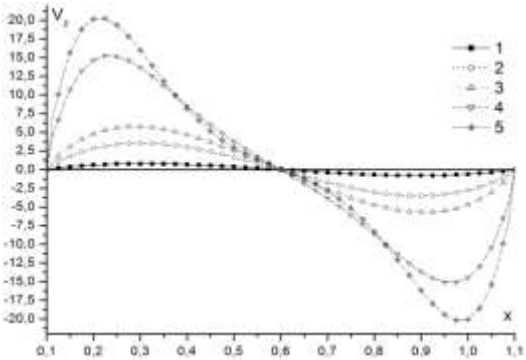


Рис.6. Профиль вертикальной компоненты скорости в слое спирта в сечении z = 6 при: 1 – Gr = 100; 2 - 500; 3 - 1000; 4 - 6000; 5 - 11000.

режима теплопроводности, при котором распределение температуры между стенками линейно (рис.4). Наиболее сильно конвективный "снос" изотерм от стенок в ядро наблюдается в торцевых областях слоя газа. В жидкости при сопоставимом значении Gr течение и распределение температуры имеют характер режима пограничного слоя: по всей высоте слоя пристеночные градиенты температуры и характерная инверсия в центральной части слоя (в ядре). В центре слоя при Gr ≤ 100 в спирте и при Gr ≤ 1800 в аргоне ядро изотермическое (кривые 1 на рис.9,10). С ростом чисел Gr в ядре устанавливается продольный градиент температуры за счет выноса и накопления горячей жидкости в верхнюю торцевую зону и холодной в нижнюю. Профили вертикальной компоненты скорости в центральной по высоте слоя области также показывают, что в газе (рис.5) при относительном размере H/L =12,5 и Gr ≤ $1{,}8\times10^4$ распределение скорости близко к классическому кубическому [1], а в жидкости при Gr ≥ 6×10^3 очевиден переход к

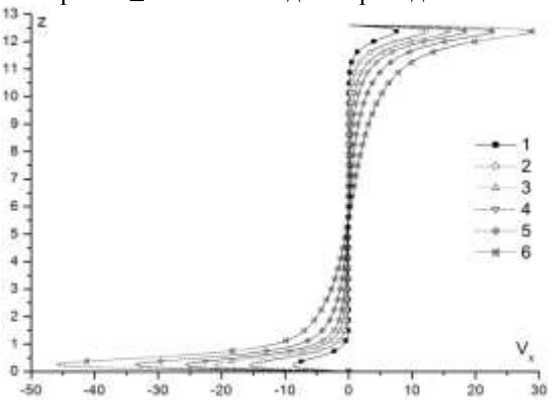


Рис.7. Профили горизонтальной компоненты скорости в слое аргона в сечении x = 0.6 при: 1 – Gr = 1800; 2 – 3600; 3 – 5400; 4 – 7200; 5 – 10800; 6 – 18000.

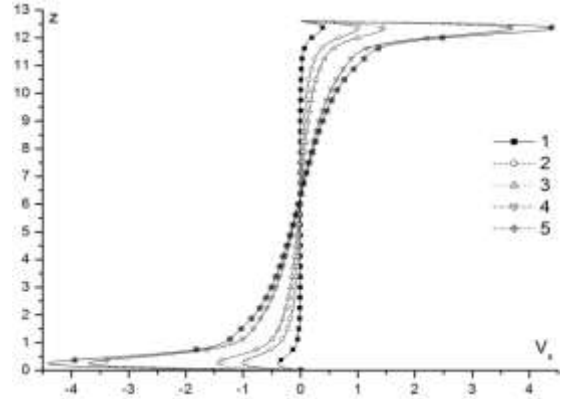


Рис.8. Профили горизонтальной компоненты скорости в слое спирта в сечении x = 0.6 при: 1 – Gr = 100; 2 - 500; 3 - 1000; 4 - 6000; 5 - 11000.

режиму пограничного слоя [2]. Характерной особенностью течений в ограниченных по высоте слоях является наличие поворотных течений в торцах (рис.7, 8)и всё более выраженная устойчивая стратификация ядра жидкости по температуре и плотности (рис.9, 10). С ростом чисел Gr существенно возрастают размеры областей поворотных течений (рис.7,8) и продольные градиенты температуры в ядре и газа и жидкости (рис. 9,10). При малых перепадах температуры,

как

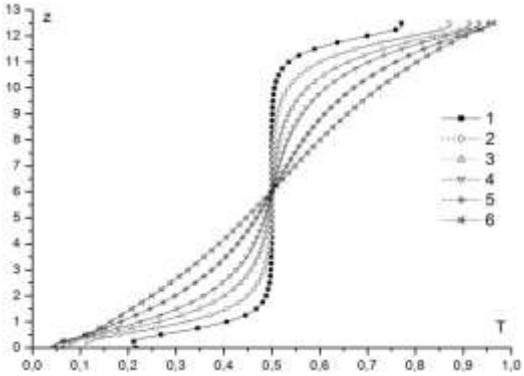


Рис.9. Профили температуры в слое аргона в сечении x = 0.6 при: 1 – Gr = 1800; 2 – 3600; 3 – 5400; 4 – 7200; 5 – 10800; 4 – 18000.

видно на рис.9,10 ядра слоев и газа и жидкости остаются практически изотермическими в центральной части слоя.

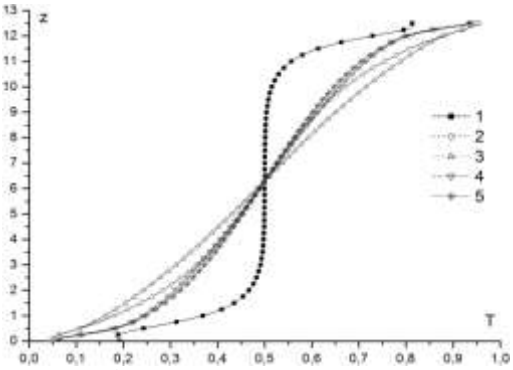


Рис.10. Профили температуры в слое спирта в сечении x = 0.6 при: 1 – Gr = 100; 2 - 500; 3 - 1000; 4 - 6000; 5 - 11000.

Конечная теплопроводность границ приводит к падению части внешнего перепада температуры на стенках (между внешней и рабочей повер-

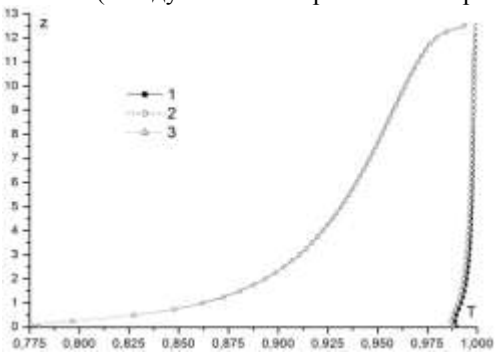


Рис.11. Распределение температуры по внутренней поверхности горячей стенки в слое аргона при: 1- Gr = 10800; 2 - 18000, и в слое спирта при: 3 – Gr = 11000.

хностями) и к неизотермии рабочих сторон стенок по продольной координате (рис.11). В области натекания холодного потока в нижней торцевой области градиенты внутри горячей стенки имеют наибольшее значение (рис.3,11,12). С ростом числа Грасгофа область с большими градиентами температуры распространяется практически на весь объем стенки (рис.3).

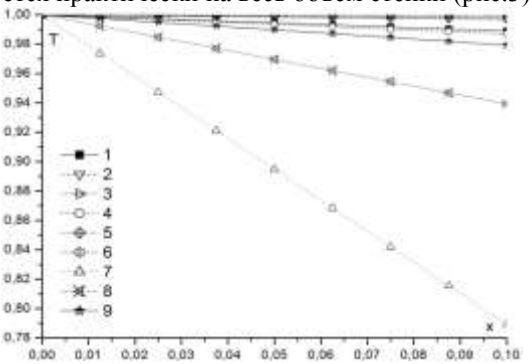


Рис.12. Профили температуры в слое аргона при Gr=10800 в сечениях: 1 – z = 0.2; 2 – 6; 3 – 12, в слое аргона при Gr = 18000 в сечениях: 4 – z = 0.2; 5 – 6; 6 – 12, в слое спирта при Gr = 11000 в сечениях: 4 – z = 0.2; 5 – 6; 6 – 12.

В результате теплового взаимодействия со стенкой восходящий поток жидкости подогревается вниз по течению. В этом тепловое взаимодействие жидкости с обтекаемой стенкой принципиально не отличается от случая граничного условия первого рода, при котором вниз по потоку температура жидкости приближается к температуре стенки и соответственно падает локальный тепловой поток (рис.13). Таким образом, сравнительный анализ двух рассматриваемых случаев сводится к выяснению относительной роли продольного и поперечного градиентов температуры в стенке ограниченной теплопроводности и их влияния на энергетику восходящего потока жидкости и на локальную структуру свободноконвективного пограничного слоя.

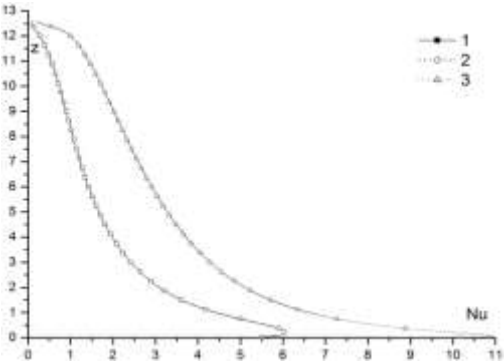


Рис.13. Распределение локального числа Нуссельта по внутренней поверхности горячей стенки в слое аргона при: 1- Gr = 10800; 2 - 18000, и в слое спирта при: 3 – Gr = 11000.

Учет сопряженности теплообмена приводит к неравномерному распределению температуры на горячей и холодной стенке и небольшому снижению интенсивности конвективных течений.

При сравнении профилей продольной компоненты скорости и температуры для сопряженной и несопряженной постановки, видно, что в нижней части слоя учет сопряженности теплообмена приводит к сниже-

нию температуры на горячей стенке и повышению температуры на холодной стенке, но практически не приводит к изменению распределения температуры в ядре слоя. Изменение локального перепада температуры, между стенкой и ядром слоя приводит к снижению интенсивности конвективных течений. С продвижением вниз по потоку (вверх по высоте слоя на горячей стенке) увеличивается толщина пограничного слоя, возрастает амплитуда продольной компоненты скорости и возрастает температура внутри ядра слоя жидкости.

Учет конечной теплопроводности твердых стенок приводит к снижению интенсивности конвективных течений (при одном и том же рабочем перепаде температуры, но меньшем эффективно действующем перепаде температуры между рабочими поверхностями). В верхней части слоя в зоне поворотного течения существенно падают значения продольной компоненты скорости у горячей стенки, растет толщина пограничного слоя и температура в ядре слоя. Учет сопряженности теплообмена приводит к снижению интенсивности конвективных течений за счет изменения температуры на поверхностях горячей и холодной стенок, но не изменяет распределение температуры в ядре слоя.

IV. Выводы и заключение

Проведены численные исследования ламинарных режимов течения жидкости с Pr = 16 и газа с Pr = 0,66 вертикальных слоях при граничных условиях в сопряженной постановке задачи в диапазоне чисел Грасгофа $100 \le Gr \le 10^6$. Рассчитаны поля температуры в жидкости и в вертикальных стенках. Показано, что в случае жидкости с Pr = 16 и при отношении коэффициентов теплопроводности $\lambda_S/\lambda_F = 4{,}6$ в стеклянных стенах формируется неоднородное поле температуры и распределение температуры на рабочих поверхностях стенок становиться выражено нелинейным. С ростом перепада температуры влияние конечной теплопроводности твердых стенок возрастает. Учет конечной теплопроводности твердых стенок приводит к незначительному снижению интенсивности конвективных течений и практически не приводит к их изменению на качественном уровне, что позволяет сделать вывод о слабом искажении локальных характеристик пограничного слоя в экспериментах с прозрачными стенками. В случае конвекции газа при отношении коэффициентов теплопроводности λ_S/λ_{Ar} = 46 стеклянную стенку при перепадах температуры порядка 10К можно считать практически изотермической.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-08-00487а) и СО РАН (проект II.7.5.10).

Список литературы

[1] Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука. 1972. 392 с.

[2] Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol.27. N9. P. 1595-1611.

[3] В. С. Бердников, В.А. Гришков Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всерос. конференции по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17-19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с.124-131.

[4] В.С. Бердников Ламинарно-турбулентный переход в классических задачах свободной конвекции и в моделях технологических процессов роста кристаллов // Устойчивость и турбулентность течений гомогенных и гетерогенных жидкостей. Новосибирск. 2008. с.5-10.

[5] Бердников В.С., Гришков В.А. Ламинарно-турбулентный переход в свободноконвективном пограничном слое и теплоотдача вертикальных стенок. // Тр. 4 Российской национальной конференции по теплообмену – РНКТ 4, Москва 23—27 октября 2006 г., М: Издательский дом МЭИ, 2006. Т.3, с.67-70.

[6] Зарубин В. С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов. Методы расчёта. — М. : Машиностроение, 1966. — 216 с.

[7] Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. 720 с.

[8] Иванов Г.Н. (сост.). Тепловые свойства веществ: Справочная таблица. – М. : ЦНИИатоминформ, 1979. – 173 с.

[9] Бердников В.С., Митин К.А. Сопряженный конвективный теплообмен в вертикальном слое жидкости // "Вестник НГУ: Серия Физика", 2012, т.7, вып.1, с. 70-79.

[10] Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. – Новосибирск: изд-во НГТУ, 2007. - 896 с.

Д.ф.-м.н. Бердников Владимир Степанович. После окончания физфака НГУ в 1970г по настоящее время работает в Институте теплофизики СО РАН (пройдя последовательно должности: стажер-исследователь, аспирант, м.н.с., с.н.с., зав. лаб.). Профессор кафедры прикладной математики НГТУ.

Аспирант Митин Константин Александрович после окончания магистратуры в 2009г поступил в аспирантуру НГТУ.

Аспирант Митина Алина Владимировна после окончания магистратуры НГТУ в 2011г поступила в аспирантуру Института теплофизики СО РАН.

The inertial thermonuclear fusion is feasible owing to development of thin films technologies

Valery M. Ioffe.
Russia, Novosibirsk, 630064, Novogodnyaya Street, Building 16, Flat 16.

***Abstract* – An idea of inertial thermonuclear synthesis consists in accumulation of energy and subsequent almost instantaneous transformation of that energy into heat within a small milligram –scale dt-capsule (a mixture of deuterium and tritium in solid freezed state). One can, however, go another way by accumulating the kinetic energy in dt-capsule itself by accelerating it. The velocities needed are of the order of one million meters per second, corresponding to optimal temperature of the thermonuclear reaction ~ 10-20 keV, if that energy can be transformed into heat by striking the target within the reactor or by collision with a similar oncoming capsule. It is important to note that in this case an opportunity appears to deliver the fuel into reactor still hot after previous micro-blow. Obviously, the ignition of thermonuclear reaction can be achieved by bombardment of dt-target by solid body. The outlined idea was proposed almost fifty years ago. An investigation into various methods of macroparticle acceleration demonstrated that to implement the idea accelerators of enormous size are necessary, which made its practical application quite conjectural. However, even today it is technologically feasible to create the required macroparticle accelerators of the order of 100-1000 meter long in case part of the macroparticle is made of super-thin superconducting films or ionic superconductor.**

***Index Terms* – Thermonuclear fusion, superconductivity, thin films, ionic superconductor.**

I. INTRODUCTION

BY NOW, the problem of constructing a commercial thermonuclear electric power station is nowhere near its solution. Moreover, the lines of attack on the problem on the basis of inertial thermonuclear fusion being developed at present [1] are not quite a fortunate choice, and it is not only from the viewpoint of difficulties in obtaining plasma satisfying Lawson criterion. Such methods as laser heating up of solid-state dt-target or its heating up by an ion beam, or use of lag z-pinch effect with the intended substitution of the whole current-carrying system within the reactor after each microexplosion, though capable of providing a single thermonuclear fusion burst are difficult to use for constructing a commercial electric power station. It is evident that the frequency of thermonuclear explosions repetition within the reactor proportional to the released power should be sufficiently large. For instance, for an electric power station with the power of the order of one GW, the frequency of microexplosions repetition should be tens of cycles per second. Under these conditions, it is not easy to provide for focusing laser radiation or ionic emission of a large number of sources into the given point of the reactor and placing a target into this point subject to the fact that in the one hundredth fractions of a second before this, within the reactor, there had been a microexplosion equivalent to the explosion of tens of kilograms of trotyl. At present, there is no answer to the question what minimum time, in technological terms, is required to provide for replacement of the target within the reactor, and it is not evident whether these are hours, or seconds. For instance, within the framework of the NIF project [2], it takes 24 hours to replace the target. The problem of overcoming optical elements degradation under the effect of ionizing radiation is still unsolved. In its turn, an opportunity to provide for fast replacement of the current-carrying system destroyed by a microexplosion within the reactor by a new one by way of using inertial Z-pinch effect is in doubt. Though the idea of solid-state macroparticle acceleration for solving the thermonuclear problem is not new, and an estimation of opportunities to use various acceleration mechanisms [3] has been made, no acceptable, from the economic point of view, technological solutions have been found. The calculations showed that the required macroparticle accelerator size is enormous (>10^5m).

II. PROBLEM DEFINITION

The task of this paper is to prove that, in principle, there exist technological solutions to the thermonuclear problem, with relatively small-size accelerators being used.

III. THEORY

The practical interest represents acceleration of superconducting macroparticles. It is possible to accelerate a superconductor, which is a part of electric network. The

magnetic field is applied to acceleration of macroparticles. The evocative contact method of acceleration represented on a figure 1. If the superconductor has the magnetic moment, then superconductor can be speeded up in an inhomogeneous magnetic field without contact to the accelerating system. The accelerating system of this accelerator is made of a multitude of solenoids with common axis Z. In this case is applied, as a rule, very high frequency of a magnetic field. Approximately minimum length of the accelerator is

$$L_{\min} = 0.5 \cdot k(\rho V^2)/(I_s B), \qquad (1)$$

here k there is a constant, and k=1 for contact acceleration and $k \approx$ 4-10 for non-contact acceleration of macroparticles. Details see, for example, in [4,5].Assuming that I_s is the critical current density in superconductor, ρ is its density, V there is a speed, B there is a value (or amplitude) of magnetic strength. At liquid helium temperatures (T = 4.2 K) for Nb-Ti alloy with ρ=6.5 10^3 kg/m^3, V=10^6 m/s, I_s=5.10^9A/m^2, k=1, and magnetic field of 5 T (B=5 T), we have L_{min}=1.3 10^5 m. Data for critical current densities in magnetic field were extracted from [6].

IV. RESULTS

Note that the accelerator size is proportional to $\rho/(BI_s)$. Whence it follows that for solving the thermonuclear problem superconducting materials capable of transmitting large superconducting current densities with large magnetic fields are necessary; in this case the current density values or/and magnetic strength should exceed manifold the corresponding values of superconductors in existence today. However, if to take into consideration, that the mass of a macroparticle is small (~10^{-6} kg), the necessary materials are possible for creation. Plausible alternatives for solving the problem are given below.

1. As is known, a magnetic field can annihilate superconductivity or, in other words, destroy Cooper pairs of electrons in superconductors, which is a limitation for creating strong magnetic field sources. Ionic superconductors do not have Cooper pairs and their analogs – objects for destroying under various mechanisms of interaction of these charge carriers with other particles or quasiparticles in solid body. As charge carriers, ions of lithium isotope which are bosons are used. The calculated temperature value of Bose-condensation for lithium isotope ions owing to the smallness of its effective mass value can exceed the value of the order of 10^4 K [4,7]. If, for instance, the real generated ionic superconductors temperature value of Bose-condensation for lithium isotope ions will appear only 10 K higher, then the concentration of superconducting ions of lithium isotopes under the temperatures of liquid helium would exceed, by orders, the Cooper pairs density in traditional superconductors under the same conditions since Cooper pairs are generated by only a small part of electrons which have energy close to Fermi energy whereas in the ionic superconductors under comparatively small Bose-condensation temperature excess above the medium temperature in the fundamental state, the number of bosons appear comparable by the order of magnitude with their general number. That is why there is hope that the problem can be solved by creating ionic superconductors which could be used as part of macroparticle whereas in this case the macroparticle can be given an extremely high magnetic moment. Ionic superconductors can also be used when generating sources of large alternating magnetic fields required for non-contact macroparticle acceleration. To realize materials with ionic superconductivity in practice the use of molecular beam epitaxy is proposed for the formation of heterostructures from thin and thick layers of thoughtfully-chosen composition [4,7].

2. It is known that in films stable superconductivity is observed in the fields parallel to the film surface exceeding by hundreds of times the critical field for massive superconductor of the same material. It is known that the theoretical values of critical currents of superconducting films are in good agreement with their measured values. Moreover, the results of the Londons theory less then twice differ from the results of more accurate theories. See, for example, [8]. What are the critical currents in superconducting thin films when exposed to magnetic fields? Londons equation for determining the field inside the superconductor in a thin plate is: $\lambda^2 d^2B/dx^2 = B$. There λ is a magnetic field penetration depth in a massive superconductor, B is the magnetic strength. If $B(a) = B(-a) = B_f$, then the solution is $B = B_f\, ch(x/\lambda)/ch(a/\lambda)$. This case describes the magnetic field distribution in superconducting thin film of thickness $2a$, placed in a magnetic field. If $B(a) = B_f$, $B(0)= B_f / ch(a/\lambda)$, then $B = B_f\, ch(x/\lambda)/ch(a/\lambda)$ describes the field distribution in a superconducting film of thickness a with a current placed in a magnetic field. The change of a magnetic field is stipulated by a current in a film $\Delta B = 2B_I = \mu_0 I_s a = B_f - B_f/ch(a/\lambda)$. If $\lambda >> a$, then the maximum (critical) magnetic strength is $B_f = B_c\, 6^{1/2}\, \lambda/a$. Here B_c is a critical value of magnetic strength in a massive superconductor. Therefore the value of density of a critical current is $I_s \approx (6^{1/2}/2)\, B_c / (\mu_0\, \lambda) \approx B_c / (\mu_0\, \lambda)$. For λ=5 10^{-8} m, a=5^{-10} m, B_c=0.1T, we obtain I_s≈2.10^{12}A/m^2, B_f= 24 T. The parameters used for calculation approximately correspond to such materials as Nb, V, Pb, La,Ta and the product value of I_sB for Nb or Pb for films with the thickness of the order of 5 - 10Å exceeds the corresponding value of the Nb-Ti alloy by more than 10^3 times. If the films possessed sufficient mechanical strength we would have at least 10^3 times reduction of the accelerator size. And here we were

dealing with meter-long accelerators for solving thermonuclear problem. It is necessary to make a mechanically strong structure of films, that is, it is possible to imagine a structure containing a multitude of superconducting films of niobium or lead with layers of non-superconducting material placed between them. If the mass of the structure exceeds the total mass of superconducting films by N times, then the accelerator size could be reduced by 10^3 /N times in comparison with acceleration of Nb-Ti particles of the same mass. With the non-contact acceleration, layers and films are formed on the side surface of the cylinder. ith the non-contact acceleration, layers and films are formed on the side surface of the cylinder. For example, the cylinder can be fulfilled from a low-melting material, which is substituted after deleting partially or completely by mixture of a deuterium and tritium. One should take into account that the total thickness should not exceed the $\sim 5\ \lambda^2/a$. Indeed, let the current flow in the film set up a induction of magnetic field on its surface approximately equal to the $0.5\ B_c\ a/\lambda$, which, as was shown, is possible. The a little bit large value of induction of a field is stipulated by critical density of a current. If there are n similar parallel films with the current flowing along each of these, the magnetic field will increase n times. From the condition of equality $B_f = 0.5\ B_c\ n\ a/\lambda = B_c\ 6^{1/2}\ \lambda/a$ let us obtain the maximum total film thickness $S=na=24^{1/2}\lambda^2/a \approx 5\ \lambda^2/a$, $n=24^{1/2}\ (\lambda/a)^2$. By way of example, let us estimate the length of such accelerator. Let us derive the minimum accelerator size from (1)

$$L_{\min} = 0.5 \cdot k(\rho V^2)/(I_s B) = 0.5 \cdot (\rho V^2)/(6^{0.5} B_c^2 / a\mu_0). \quad (2)$$

If B_c=0.1T,V=10^6m/s, ρ=10^4 kg/m^3, a=5. 10^{-10}m, then $L_{min}\approx$100 m. In this case, the minimum non-contact accelerator size is times larger. As the critical density of a current in rails is much less than in a film, the contact between rails and sliding contact should be fulfilled on enough large area. This circumstance determines the geometrical form of sliding contact in main. The optimal geometrical form of a film is an isosceles trapezoid (see fig.1). Moreover it is necessary to provide constant area of contact at moving sliding contact. Therefore contact method of acceleration of macroscopic particles is very difficult for practical realization. Distance between the parallel sides of a trapezoid is equal h. Length of the greater side of a trapezoid is equal x, length of the upper side of a trapezoid (y) is equal to distance between rails, besides x >> y, x >> h. Current density in sliding contact is more than current density in rails approximately in ½ x/h of times. The planar technology for manufacture of films can be applied. Though there is no clearness about possibility of application of standard technologies to creation of necessary structures. As the ignition of thermonuclear reaction can be achieved by bombardment of dt-target by solid body, the macroparticle apparently can contain one or two movable contacts and the solid body with a mass ~ 10 milligrams. If not to take into account compression, the minimum linear size dt-capsule is equal approximately 2 mm. If not to take into account compression, the minimum linear size dt-capsule is equal approximately 2 mm. The mass of a cylindrical dt-capsule with sizes of a diameter and height of 2 mm is equal approximately about one milligram. Approximately one milligram weighs a film by width 10 microns and density 10 g/cm^3 fulfilled on a lateral area of the evocative cylinder. The ultimate strength of a dt-capsule is equal to pressure 5.10^{5}Pa. To prevent a damage of dt capsule at acceleration, it is necessary to place it inside a strong substrate [3].

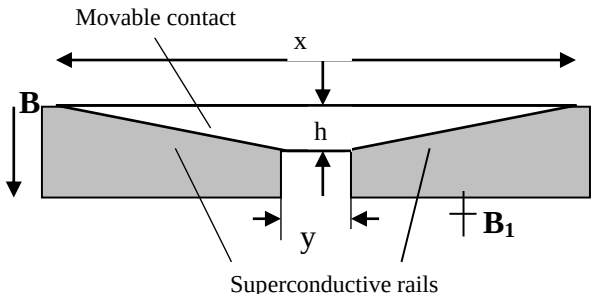


Fig.1. An example of accelerating system, when the critical density of a current of a movable contact much greater critical densities of a current a rails.

The macroparticle apparently contains one or two movable contacts, on which surface the substrate is placed, and inside a substrate the mixture of a deuterium and tritium is placed. Numerical values of all relevant parameters are collected in Table 1. The minimum width of films on visible can not exceed a constant of a crystal lattice of a material from which she is fulfilled (in (2) $a=r_c$).

TABLE 1
NUMERICAL OF PAPAMETERS

Material	r_c (Å)	ρ (kg/m^3)	B_c(T)	P_c(GPa)	L_{min} (m)
Pb	4.95	11.34 10^3	0.08	7. 10^{-2}	212
Nb	3.3	8.58 10^3	0.2	1.1	19
DT-mixture		0.22 10^3		5.10^{-4}	
SiC		3.21 10^3		21-37	
Al_2O_3		3.960 10^3		28-42	
V	3.03	5.96 10^3	0.142	0.6	24
In	3.25	7.2910^3	0.0293		720
Al	4.05	2.7 10^3	0.0105		2600

Density (ρ) and ultimate strength (P_c) can be found in [9]. The most perspective materials for manufacture of superconducting films are a niobium and vanadium (B_c>0.1T). A cylindrical symmetry of a macro-

particles shown in Fig.2, intended for non-contact acceleration.

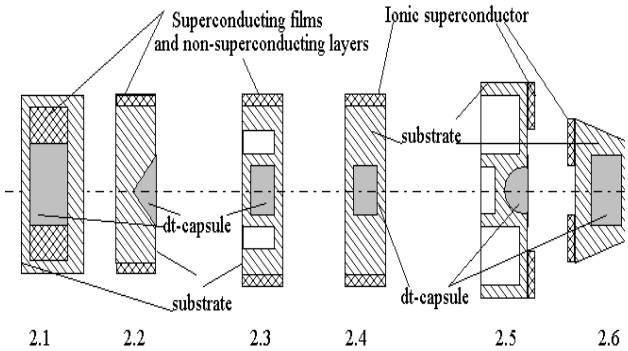


Fig.2. Configuration of macroparticles intended for non-contact acceleration.

Creating mechanically strong structures with the use of super-thin films of superconducting materials allows solving the thermonuclear problem with macroparticle accelerator size acceptable for practical implementation, though in terms of manufacturing it is not easy to form an accelerated macroparticle, in particular, for non-contact acceleration. For creation of macroscopic particles (see fig.2.1-2,4), applicable for acceleration in accelerators having small sizes it is necessary to improve of the technology of thin films formation. Most likely, the speech goes about modernization of MBE and CVD or ALD technologies. At application of the ALD-technology (Atomic Layer Deposition – technology) it is possible to make of a film on a surface of any geometrical form [10]. ALD - technology apply to creation of films of aluminum, indium and different oxides. Besides of it is necessary to form a macroparticle from components (for example substrate, dt-capsule, films) by an automatic way. It is necessary to create also mechanical strong substrates with the least weight. The limiting factor is the value of acceleration, at which there is destruction of a macroparticle. Let accelerator has length equal to 1000 meters (L=1000 m). Let mass of a cubic dt-capsule (m) is equal 2 milligram. At acceleration of dt-capsule the pressure value (P) on a substrate is approximately equal 0.5 GPa (if $L=10^3$m, $V=10^6$m/s, then $t=L/V=10^{-3}$s, $a=V/t$, $P=ma/s$. If $m=2\ 10^{-6}$ kg, $s=l^2 \sim 4$ mm^2, then $P=0.5\ 10^9$ Pa). This pressure is more than ultimate strength of many solid-state materials. Let substrate and mixture of deuterium and tritium are contacting in five planes. As $P=mV^2/(Ll^2)$, on a substrate the force by the value ~ mV^2/L operates. The force exerts pressure on opposite edges of a substrate. Let l_s there is a width of a substrate, l ~ 2mm there is a characteristic linear size dt-capsule. Therefore minimum width of a substrate (l_s) is defined approximately by equality $mV^2/L= P_s\ l\ l_s$. Here P_s is a ultimate strength of a material, from which substrate is made. A minimum mass of a substrate (m_s) will be defined by approximated equality $m_s= 5\ \rho l^2\ l_s= 5\rho\ l\ mV^2/\ L\ P_s$. Here ρ is a density of a substrate. From calculations it follows, that for the strongest materials (P_s~25 10^9 Pa, for Al_2O_3 or SiC) the minimum width of a substrate is equal approximately 40 microns, and the minimum mass is approximately equal 2.5-3 milligrams (if L ~ 1000m, then $m_s \sim m$). The macroparticles with massive substrates are necessary for small accelerators (if L < 1000 m, then $m_s > m$). This is the reason for the increase of energy costs. For increase of efficiency of obtaining of energy it is possible to magnify a mass of dt-mixture. As the ignition of thermonuclear reaction can be achieved by bombardment of dt-target by solid body, the macroparticle with a mass ~ 10-20 milligrams can be fulfilled without substrate and dt-capsule. The second limiting factor is the long time of superconducting films and layers of non-superconducting material (if $a \approx 10$ Å, then n ~ 10^4) creation. It is difficult to create cost effective technologies for manufacture of macroparticles with the necessary productivity (>10 macroparticle/s). It is probable that simpler solutions, in terms of manufacturing, could be expected as a result of producing ionic superconductors. In this case, the cost planar technology can be applied. Likely macroparticle creation may require a small amount of ion superconducting material. See fig.2.5-2.6.

V. CONCLUSION

Thus, the apparent profitability of obtaining of energy owing to thermonuclear response depends on quality by the technology of thin films and creation of cheap superstrong insulating materials for substrates. In the opinion of the present author any interested reader is able to evaluate himself the expediency of going to the ambitious goal of solving the thermonuclear problem by the route proposed here or remain on the old track. The padding information is located on a site www.v-ioffe.ru.

The author would like to express his gratitude to Korenev A.G., Startsev A.I., Tsoi G.S., Makukha V.K., Prilutska M.M. and Chikichev S.I., since without their help the appearance of this work would be problematic.

REFERENCES

[1] Sharkov B.Yu., Nuclear fusion with inertial confinement. The state-of-the-art and prospects for power engineering., Bu Ed. Sharkov B.Yu., M. Fizmatlit..2005,pp.1-264 (in Russian)

[2] Hogan W.J., Moses E.L, Warner B.E. et al. The National Ignition Facility // Nuclear Fusion. 2001. V. 41, № 5. P. 567.

[3] Monzon V.M., Acceleration of macroparticles for controlled thermonuclear fusion. Uspekhi Fizicheskikh Nauk,1981,V.134,pp.611-637. (in Russian)

[4] www.v-ioffe.ru

[5] Ioffe V. M. An alternative approach to solving thermonuclear synthesis problem.,International Conference on Actual Problems of Electronic Instrument and Engineering (APEIE-2010), V2, pp. 91-94, Novosibirsk, (in Russian)

[6] Chernoplekov N.A. The status of research on high-current applied superconductivity. Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 2002,V.172,№6 pp.716-722. (in Russian)

[7] Ioffe V. M. Does high-temperature ionic superconductivity exist? International Journal of Modern Physics, B, 2009, V. 23, No. 4, pp. 597-613.

[8] Tinkham M, Introduction In Superconductivity, Moscow, Atomizdat, 1980, pp.. p130. 130- 130-134. (in Russian)

[9] Grigoriev I.S., Meilihov E.Z., Physical quantities, Quick reference book, Bu Ed. Grigoriev I.S., Meilihov E.Z., Moscow: Energoatomizdat 1991 pp 46-124,449 (in Russian)

[10] Putkonen M., Tuzovskiy V., New Application for Atomic Layer Deposition (ALD), Nanoindustry,5,2010,pp 18-21. (in Russian)

An idea of inertial thermonuclear synthesis consists in accumulation of energy and subsequent almost instantaneous transformation of that energy into heat within a small milligram –scale dt-capsule (a mixture of deuterium and tritium in solid freezed state). One can, however, go another way by accumulating the kinetic energy in dt-capsule itself by accelerating it. The velocities needed are of the order of one million meters per second, corresponding to optimal temperature of the thermonuclear reaction ~ 10-20 keV, if that energy can be transformed into heat by striking the target within the reactor or by collision with a similar oncoming capsule. It is important to note that in this case an opportunity appears to deliver the fuel into reactor still hot after previous microblow. Obviously, the ignition of thermonuclear reaction can be achieved by bombardment of dt-target by solid body. The outlined idea was proposed almost fifty years ago. An investigation into various methods of macroparticle acceleration demonstrated that to implement the idea accelerators of enormous size are necessary, which made its practical application quite conjectural. However, even today it is technologically feasible to create the required macroparticle accelerators of the order of 100-1000 meter long in case part of the macroparticle is made of superthin superconducting films or ionic superconductor.

Valery M Ioffe, the writer of a number of nonstandard scientific works and inventions, has completed institute of electrical engineering in 1974 in Novosibirsk, then worked in institute of physics of semiconductors and institute of electrical engineering the engineer and scientific employee, built houses in the Kemerovo area, has struck out some in essence new semiconductor devices and has offered idea of other superconductivity, site: www.v-ioffe.ru, e-mail: alkornsk@mail.ru

Рассеяние дырок в изотропном поликристалле кремния и расчёт эффективных масс носителей зарядов

Алексей Георгиевич Моисеев
Новосибирский государственный технический университет. Новосибирск. Россия.
E-mail: haos@online.nsk.su

Аннотация- Предложен гамильтониан, описывающий рассеяние дырок на разориентациях кристаллитов в изотропном поликристалле кремния. Этот гамильтониан может быть использован для описания рассеяния лёгких дырок в лёгкие дырки, тяжёлых дырок в тяжёлые дырки, лёгких дырок в тяжёлые дырки и тяжёлых дырок в лёгкие дырки. Полученный представитель гамильтониана используется для оценки спектра масс дырок в и расчёта вероятности рассеяния дырок на разориентациях кристаллитов изотропном поликристалле кремния.

Ключевые слова –локальный порядок, эффективные массы дырок

I. ВВЕДЕНИЕ

В РАБОТАХ [1-3] дан расчёт времени релаксации дырок при их рассеянии как на неупорядоченной системе потенциальных барьеров, возникающих на поверхностях кристаллитов, так и на неупорядоченной сетке атомов кремния, характеризуемой локальным порядком и отсутствием трансляционной инвариантности в поликристалле. В статье [2] предложена схема расчёта времени релаксации дырок $\tau_d(\varepsilon)$ при их рассеянии на разориентациях кристаллитов в изотропном поликристалле кремния. Для расчёта $\tau_d(\varepsilon)$ в работе [2] необходимы значения эффективной валентности Z_{eff} атомов кремния и значения эффективной диэлектрической проницаемости поликристалла кремния ε_{eff}. Значения Z_{eff} и ε_{eff} в [2,3] являлись по существу подгоночными параметрами. Кроме того, в статьях [1-3] при рассеянии дырок на разориентациях кристаллитов в изотропном поликристалле кремния не учитывалось превращение лёгких дырок в тяжёлые дырки, а тяжёлых дырок в лёгкие дырки. В настоящей работе проводится построение гамильтониана, описывающего рассеяние дырок на разориентациях кристаллитов в изотропном поликристалле кремния из первых принципов. Полученный гамильтониан используется для оценки спектра масс дырок и расчёта вероятности превращения тяжёлых дырок в лёгкие, а лёгких дырок в тяжёлые дырки при их рассеянии на разориентациях кристаллитов в изотропном поликристалле кремния. Исходной точкой для проведения этих расчётов может стать анализ гамильтониана дырки $\hat{H}(\mathbf{k})$ в монокристалле с кубической структурой.

II. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Выражение для гамильтоновой матрицы $\hat{H}(\mathbf{k})$ размером (6x6) для дырки в монокристалле с кубической структурой, когда оси 4 порядка монокристалла направлены вдоль осей “x, y, z”, можно найти в [4] (формула (24.10). “В общем случае для определения спектра дырок с учетом спин-орбитального расщепления следует находить собственные значения матрицы” (6x6) (24.10) [4].

Если спин-орбитальное взаимодействие Δ велико по сравнению с кинетической энергией носителей зарядов, отсчитанных от дна отщепившихся зон, то гамильтонова матрица для лёгких и тяжёлых дырок (зона Γ_8) задаётся формулой (24.12) [4]:

$$\hat{H}(\mathbf{k}) = \begin{Vmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{Vmatrix}. \quad (1)$$

Эту матрицу $\hat{H}(\mathbf{k})$ (1) можно записать в другой форме [4] (формула (26.12)):

$$\hat{H}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_e}\left(-\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right)k^2\hat{\mathbf{I}}\right) +$$

$$+\frac{\hbar^2}{2m_e}\left(2\gamma_2\left(\hat{\mathbf{J}}_x^2k_x^2+\hat{\mathbf{J}}_y^2k_y^2+\hat{\mathbf{J}}_z^2k_z^2\right)\right)+$$

$$+\frac{\hbar^2}{2m_e}\left(4\gamma_3\left(\left[\hat{\mathbf{J}}_x\hat{\mathbf{J}}_y\right]k_xk_y+\left[\hat{\mathbf{J}}_x\hat{\mathbf{J}}_z\right]k_xk_z\right)\right)+$$

$$+\frac{\hbar^2}{2m_e}\left(4\gamma_3\left(\left[\hat{\mathbf{J}}_y\hat{\mathbf{J}}_z\right]k_yk_z\right)\right). \qquad (2)$$

Здесь γ_1, γ_2, γ_3 – параметры Латтенжера, которые равны $\gamma_1=-A,\ \gamma_2=-\frac{B}{2},\ \gamma_3=-\frac{D}{2\sqrt{3}}$ (формула (26.13)) [4]. Матрицы (4x4) $\hat{\mathbf{J}}_x,\hat{\mathbf{J}}_y,\hat{\mathbf{J}}_z,\hat{\mathbf{J}}_x^2,\hat{\mathbf{J}}_y^2,\hat{\mathbf{J}}_z^2,[\mathbf{J}_x\mathbf{J}_y],[\mathbf{J}_y\mathbf{J}_z],[\mathbf{J}_x\mathbf{J}_z]$ есть в [4] (табл. 26.3). Параметры валентной зоны $A,\ B,\ D$ для монокристаллов кремния и германия, заданные в единицах $\hbar^2/(2m_e)$, можно найти в [4] табл. 40.2.

Таким образом, гамильтониан (2) может быть исходной точкой для исследования кинетических явлений в монокристаллах германия и кремния, когда учитываются только лёгкие и тяжёлые дырки, что возможно, если средняя кинетическая энергия этих дырок $\langle\varepsilon\rangle$ много меньше спин-орбитального расщепления Δ:

$$\left|\langle\varepsilon\rangle\right|<<\Delta. \qquad (3)$$

То есть при выполнении условия (3) концентрация дырок в третьей (отщепившейся зоне) p_3 много меньше концентрации лёгких p_1 и тяжёлых дырок p_2, и при исследовании кинетических явлений в монокристаллах кремния и германия достаточно учитывать только тяжёлые и лёгкие дырки. Так делает Дж. М. Латтинжер при построении теории циклотронного резонанса в монокристалле германия [5].

В невырожденных полупроводниках средняя энергия дырки $\langle\varepsilon\rangle=(3/2)k_BT$. В кремнии $\Delta=0.044(эВ)$ [4]. Это позволяет найти интервал температур, в котором выполняется условие (3) в невырожденном кремнии $T<<340K$.

Производится усреднение гамильтониана и квадрата модуля гамильтониана (1) по всем возможным ориентациям кристаллитов изотропного поликристалла.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложена формула для представителя гамильтониана $\left\langle\psi^{(0)}_{l't'(\mathbf{k}+\mathbf{q})}\middle|\hat{W}\middle|\psi^{(0)}_{lt\mathbf{k}}\right\rangle$, описывающего рассеяние на разориентациях кристаллитов лёгких дырок в лёгкие дырки, тяжёлых дырок в тяжёлые дырки, лёгких дырок в тяжёлые дырки и тяжёлых дырок в лёгкие дырки.
2. Проведена оценка спектра масс лёгких $m_1=0.16\cdot m_e$ и тяжёлых дырок $m_2=0.48\cdot m_e$ в изотропном поликристалле кремния.
3. Проведена оценка результирующих эффективных масс плотности состояний $m_{pd}=0.54\cdot m_e$ и электропроводности $m_{p\sigma}=0.54\cdot m_e$ в изотропном поликристалле. Эти значения результирующих эффективных масс отличаются от соответствующих эффективных масс дырок $m_{pd}=0.59\cdot m_e$, $m_{p\sigma}=0.38\cdot m_e$ монокристалла кремния [6].
4. Проведена оценка средней вероятности превращения в единицу времени лёгких дырок в лёгкие дырки, тяжёлых дырок в тяжёлые дырки, лёгких дырок в тяжёлые дырки и тяжёлых дырок в лёгкие дырки при рассеянии дырок на разориентациях кристаллитов в изотропном невырожденном поликристаллическом кремнии в рамках двузонного приближения в интервале температур $50(K)<T<250(K)$.

IV. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Любимский В. М., Моисеев А. Г. Расчет времени релаксации носителей заряда, холловского фактора и дифференциальной термо-ЭДС в изотропном поликремнии р-типа//Известия вузов ФИЗИКА. -2006. –N. 7. –С. 87-96.
[2] Моисеев А. Г. Рассеяние носителей заряда на неупорядоченной сетке атомов в изотропном поликристалле кремния р-типа//Известия вузов ФИЗИКА. -2007. –N. 5. –С. 3-12.
[3] Моисеев А. Г. Исследование кинетических явлений в изотропном поликристаллическом кремнии р-типа//Известия вузов ФИЗИКА. -2008. –N. 2. –С. 76-88.
[4] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. -584с.
[5] Lattinger J.M. Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory//Physical Review. -1956. –V. 102. –N. 4. –P. 1030-1041.
[6] Бонч–Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. – 685с.

Physics hypercumulation and comdined shaped charges

V.F.Minin, O.V.Minin, I.V.Minin
Novosibirsk State Technical University, Russia
E-mail: vladilen.minin@mail.ru

Abstract. The novel points of view to the formation of shaped charge jets are described. The physics of so-called hypercumulation are described in details and confirmed by numerical simulations. It has been shown that hypercumulation effects allow to increase both the speed and mass of a cumulative jets much more than the theory by Lavrentyev-Birkhoff predict. The applications of novel effects are the oil-well perforations.

Keywords: shaped charge, hypercumilation.

Introduction. We have got accustomed to shaped charges having the lining made with the full vertex angle of less than 180 degrees (generally, 30-160 degrees), in which the lining is compressed under the action of explosive detonation products generating a thin shaped-charge jet and a massive stamp containing the most part of lining weight. Main processes that proceed during generation of such a shaped-charge jet are described by the M.A. Lavrentyev-Birkhoff (the USA) theory as a model of plane stationary impingement of incompressible fluid jets at angles less than 180 degrees. It is a well-known fact confirmed by almost 100-year practice of designing shaped charges.

Let us consider non-stationary impingement of axially symmetrical cone jets of compressible fluid having aluminium properties with a horizontal component of velocity (V_z), for example, equal to 4 km/s and radial component of velocity (V_r) equal to 3.33 km/s at a full angle of 90 degrees, which is in line with the mode of classical cumulation. The computational experimental set up is shown in Fig. 1.

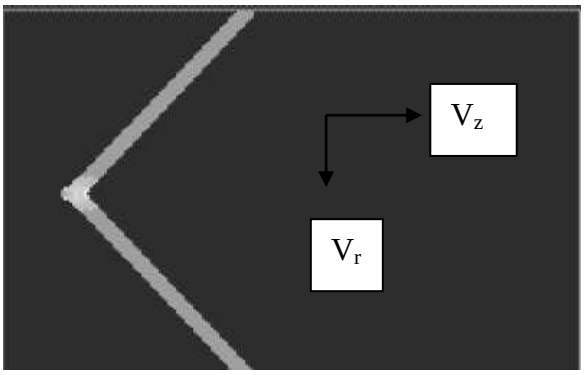


Fig. 1. Formulation of the problem

Within 3 μs after jet impingement, a shaped-charge jet with the maximum velocity of 11.72 km/s and a large massive stamp were formed on the symmetry axis of the problem. The stamp was moving in the direction of shaped-charge jet movement with much lower velocity, as shown in Fig. 2.

Fig. 3 shows the flow pattern at the 7.6 μs time point. This cross-section is also in line with the mode of a classical shaped-charge effect.

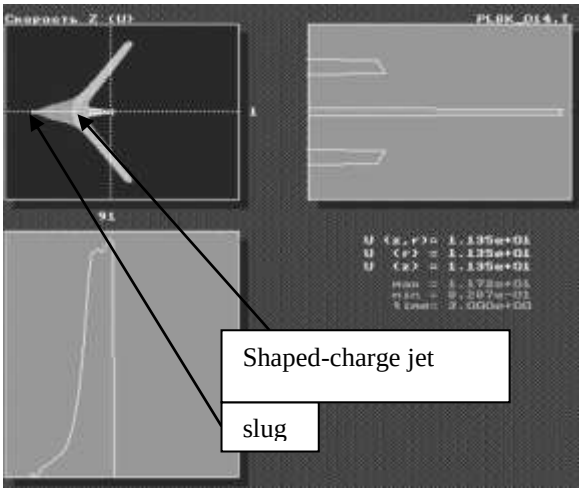


Fig. 2. Flow of lining material and diagrams of V_z velocity in the cross-section pointed by coordinate axes within 3 μs after impingement of aluminium jets

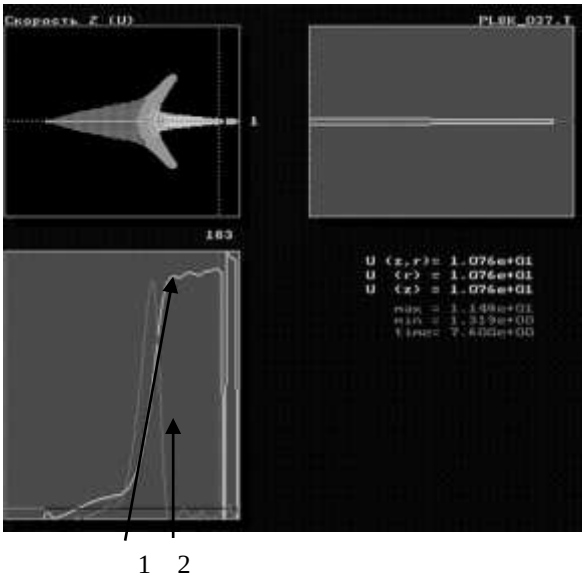


Fig. 3. Flow of lining material and diagrams of Vz velocity and pressure (P_{max}=33.1 MPa) at the 7.6 μs time point after impingement of aluminium jets. 1—diagrams of V_z velocity, 2—diagram of pressure on the charge symmetry axis

Theory. Let us consider the mirror image of this problem. Only the angle will change—now it exceeds 180 degrees. Fig. 4 shows formulation of the same model problem of cone jet impingement as given in Fig. 1, but at a full angle of 270 degrees (it remains equal to 90 degrees in the mirror image) and with the same V_z and V_r velocities.

Fig. 5 shows the flow condition by the point of time which is also equal to 7.6 μs as in the first case. When jets converge at an angle of more than 180 degrees, special features of shaped-charge jet formation consist in formation of a massive shaped-charge jet on the charge symmetry axis. The jet velocity is 6.64 km/s, which is half as much than in the first case. Meanwhile, the stamp has decreased to the diameter of the previous shaped-charge jet. The stamp velocity is equal to the common stamp velocity in classical shaped charges.

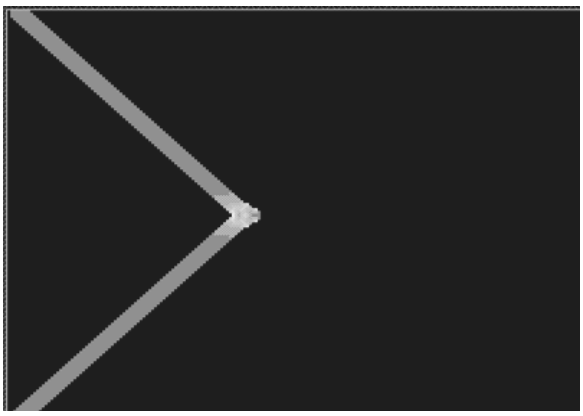


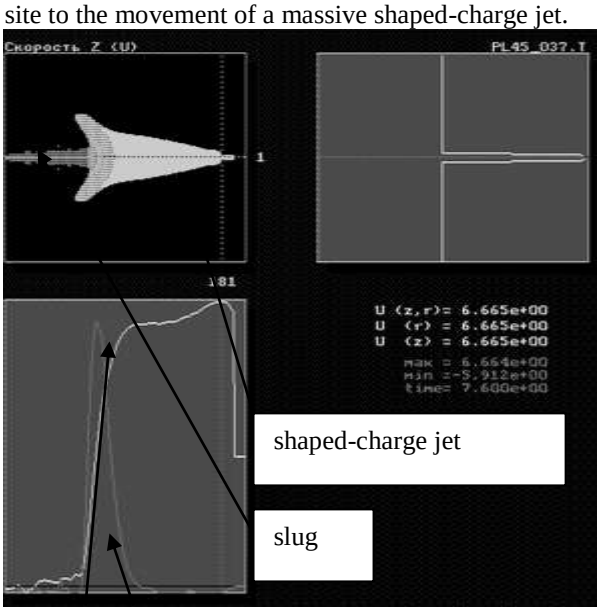
Fig. 4. Formulation of the problem

This mode is characterized by emergence of a new quality: *the weight of a shaped-charge jet becomes greater than the weight of a stamp up to almost full absence of stamp. At the jet impingement angles greater than 180 degrees, the jet and stamp have changed their places. Velocity of a massive jet is high, while that of a thin stamp is low.*

Clearly, these powerful shaped-charge jets could solve many practical problems. But how such shaped charges can be implemented with a shaped-charge action of such kind? Direct creation of shaped charges with pointed-nose lining that use movement of materials

at angles greater than 180 degrees is impossible within a classical shaped-charge effect.

After a considerable amount of research work, we have found out that for this purpose we can use normally shaped charges of habitual form and appearance. However, additionally, the lining materials impingement angle on the symmetry axis can be changed due to external action upon lining being compressed. To increase the impingement angle, it is required to change the movement pattern of lining elements during explosion, which can be only done by imparting an additional momentum facilitating its "turning-over". At impingement angles greater than 180 degrees, a flow is developed with large weight of jet and small weight of stamp, or without the latter. As this takes place, the whole lining thickness participates in the formation of a shaped-charge jet, while separation of a stamp takes place after jet impingement on the symmetry axis and partial "squeezing-out" of lining material in the direction opposite to the movement of a massive shaped-charge jet.



1 2

Fig. 5. Flow of lining material and diagrams of V_z velocity and pressure (P_{max}=42 MPa) at the 7.6 μs time point after impingement of aluminium jets. 1—distribution of axial velocity (V_z), 2—distribution of pressure along the symmetry axis. V_z velocity isolevels are shown

It has turned out that this process can be implemented not only in a computational experiment which is in good agreement with a physical one, but in practical experiments as well. We have found several methods of force impacts upon shaped-charge lining by means of additional bodies changing its path in the course of explosion. All these methods are combined by the fact that, when shaped-charge lining is being compressed, it is impacted by an additional body or several bodies that change the movement pattern of lining material elements in the course of lining throwing and resulting in its collapse on the charge symmetry axis at angles more than 180 degrees. As we have seen, this results in formation of a massive high-velocity shaped-charge jet and a stamp of small weight. More than 90 per cent of the lining weight go to form the jet. Thus, a method has emerged of producing massive high-velocity shaped-charge jets when lining elements are collapsed at angles more than 180 degrees.

However, there are two other factors that limit the efficiency of such charges: first, to ensure the maximum useful action of such a massive jet**,** *it must be extended in flight, which requires maximum velocity of the jet head, the greatest one for the applied lining material*. And second, it is necessary to solve the *problem of the maximum extension of material* of a massive shaped-charge jet.

For example, an additional body in the form of a thin bottom plate with a **diameter** being necessarily **larger** than the external small diameter of trunconical shaped-charge lining, when the latter is being compressed, not only imparts to it an additional momentum changing its movement pattern, but also, on the path equal to the radius of this additional body, allows the lining material to take run, increase the V_r component of a velocity vector and make impingement on the symmetry axis at angles more than 180 degrees. This creates an increased maximum pressure value on the symmetry axis and, consequently, an increased value of the jet head velocity. Adjusting the radius of a variously shaped bottom plate and having a lining in the form of a truncated surface of a revolution body, it is possible to adjust the maximum velocity of a shaped-charge jet. We have succeeded to perform it.

As to enhancing the possibility of extending a massive shaped-charge jet, which, contrary to the classical shaped-charge effect, is shaped not like a thin string easily extendable by velocity gradient along its length, but like an actual rod that has weight virtually equal to the entire lining weight, it cannot be extended only by velocity gradient as is the case with the thin classical string. To this end, it is necessary to increase plasticity of jet material. This has become possible due to the use of lining material made of anisotropic linings composed of oriented crystals, wherein their material plasticity depends on their crystallographic direction. 1.5-fold plasticity increase occurs in favourable direction, i.e. in the direction of shaped-charge jet formation and extension (meanwhile, it can decrease in other directions). *This is accomplished by the anisotropic lining manufacturing technique which makes it possible to manufacture linings composed of columnar large crystals (up to 10 mm), being normal to the lining surface and having crystallographic direction with maximum plasticity*. (Classically shaped charges use linings having anisotropic mechanical properties and chaotically arranged

crystals of several microns in size). We have also managed to accomplish this using copper and aluminium materials and experimental pilot alloys and to obtain experimental evidence of considerable increase in plasticity of pure metals in formation of a shaped-charge jet.

As a result of our research work, we have succeeded to *create a fundamentally new field of a numerous family* of shaped charges with shaped-charge jets as rods having maximum velocities, the same as those related to the classical shaped-charge effect and insignificant pest (if any). We have designated this extensive class of shaped *charges as* ***"Shaped-charge hyper effect"***. As a result of our work involving several thousands of computational and physical experiments, *the NEW shaped-charge effect field is more extensive compared to the classical shaped-charge effect due to an increased number of factors having influence on formation of a shaped-charge body (jet).* At the same time, *decreasing the lining weight* allows to produce thin and easily expandable shaped-charge jets as with the classical shaped-charge effect. This field opens prospects for creation of fundamentally new designs of shaped charges.

Being used for well perforation, such charges can combine useful properties of jet and gun perforation. At the same time, they can be used in the common shaped-charge action mode. In addition, taking into account a large diameter of the hole perforated in the rock by a shaped-charge jet—a massive body, it is promising to use such charges for other types of mining works as well. For example, they can be used to create perforations for planting of explosive cartridges and destruction of stalled tools in wells, while a large diameter of a shaped-charge body-jet allows for bringing chemical elements into a perforation hole to treat the crater surface. Also, creation of improved ability flat charges for cutting pipes and many other things is possible. We have managed to prove experimentally that shaped charges with aluminium anisotropic lining can penetrate hard steel barriers of more than 4 charge case diameters in thickness, and such penetrating can be compared with penetrating of similar barrier by a charge of the same diameter with common copper lining. This holds out a hope that aluminium linings can compete in earnest with copper ones thanks to a large diameter of craters penetrated by aluminium-lining charges.

Let us cite some examples of charges with various additional bodies. We will restrict ourselves to examples taken from a draft of the book we are finishing now. It already contains more than 500 pages and photographs and cannot be fully presented in this document.

An additional body in the form of a "bottom" of a trunconical lining or other truncated surface of revolution. Efforts are made to select a minimum bottom radius being no less than the external diameter of lining and no more than it is required to ensure the gas-dynamic limit of jet velocity and to increase its weight, since the greater is the weight, the smaller part of lining material can be used to produce a shaped-charge jet. Fig. 5 gives one of possible charges that implements this principle.

The bottom of trunconical lining is made of iron 8 mm in diameter and 1 mm in thickness. The lining itself is made of aluminium 0.5 mm in thickness, and the full angle of lining is 50 degrees. The case is made of iron 2 mm in thickness, explosive is phlegmatized hexogen with the density of 1.66 g/cm^3. The charge diameter is 40 mm.

(It is generally believed that iron is not the most suitable material for shaped-charge effect. It disintegrates upon extension of a shaped-charge jet. We have determined the properties iron should have so that it could be used in shaped-charge action process. These properties have been implemented in the industry and such iron grade is available).

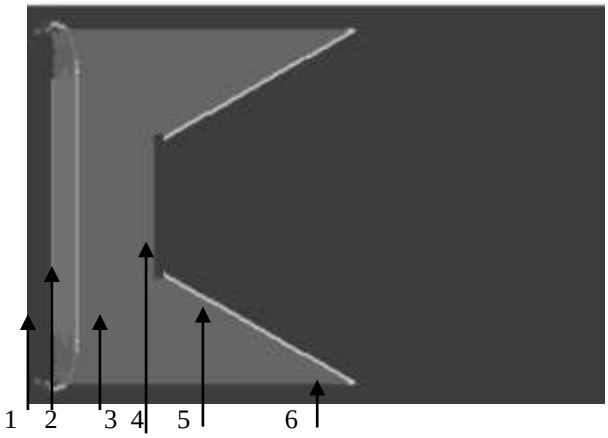


Fig. 5. Formulation of the problem 1—detonator, 2—explosive detonation products, 3—explosive charge, 4—additional body (former), 5—shaped-charge lining, 6—case

In 3 μs after beginning of detonation, the detonation wave compresses the lining, its small base is compressed and slides to the bottom (additional body), and the lining itself changes the angle of material convergence on the charge symmetry axis, after which it increases approaching 180 degrees. The radial velocity of a lining end specified by coordinates is 1.434 km/s, while the horizontal velocity is 3.259 km/s.

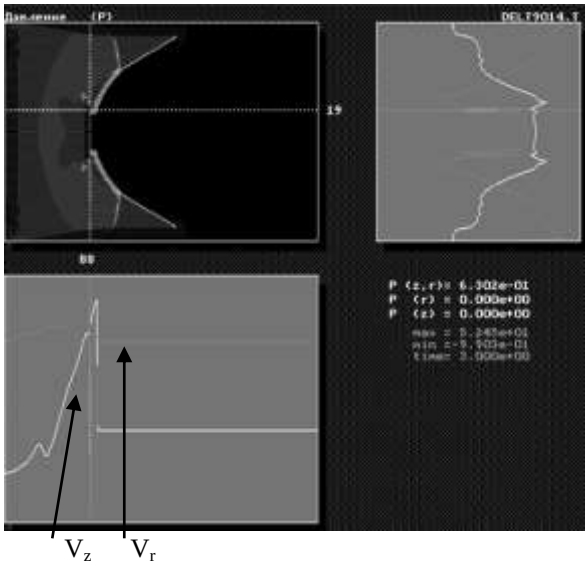


Fig. 6. The flow of shaped-charge materials and diagrams of (V_z) and (V_r) velocities at the 3 μs time point after initiation of the charge specified by coordinate axes. Pressure isolines are shown

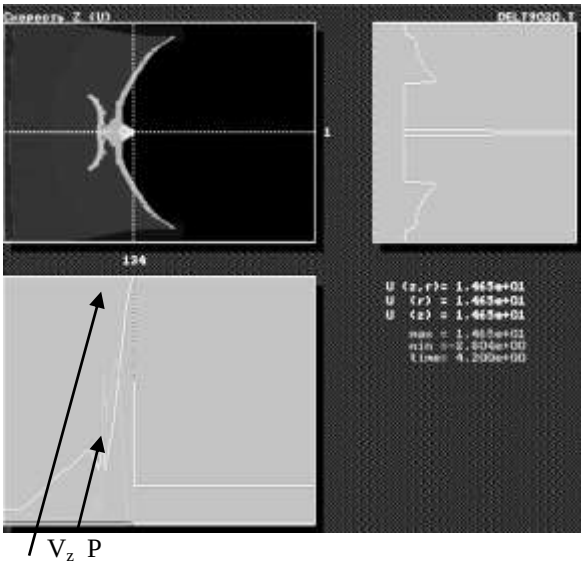


Fig. 7. The flow of shaped-charged materials and diagrams of velocities (V_z) and pressure on the symmetry axis within 4.2 μs after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

At the 4.6 μs time point (Fig. 7), the lining collapsed, following which a shaped-charge jet with a velocity of 14.65 km/s was formed. The additional body continues movement compressing the stamp that moves with a velocity of 1.144 km/s. The additional body velocity is 2.982 km/s, and the lining is compressed with the maximum radial velocity of 2.831 km/s. Maximum pressure is 57.8 MPa.

Fig. 8 demonstrates the process development by 7.6 μs. By this time, the maximum velocity of the jet that expands it has slightly decreased to 13.5 km/s. A velocity gradient of 13.5 – 8 km/s has formed along the jet and is expanding it.

The maximum velocity of pest is approximately 4 km/s, while the minimum velocity has also decreased to approximately 400 m/s. The stamp has penetrated the additional body and virtually destroyed it.

It is possible to increase efficiency of the additional body thus increasing velocity performance of jet. This can be done by way of dividing the additional body into several parts, for example, into a hard and dense part and a less dense part run away by explosion products and transferring its momentum to the first heavy part, or by other methods. It is possible to create a special device for running-away such an additional body. Fig. 9 shows an example of the charge that implements these proposals.

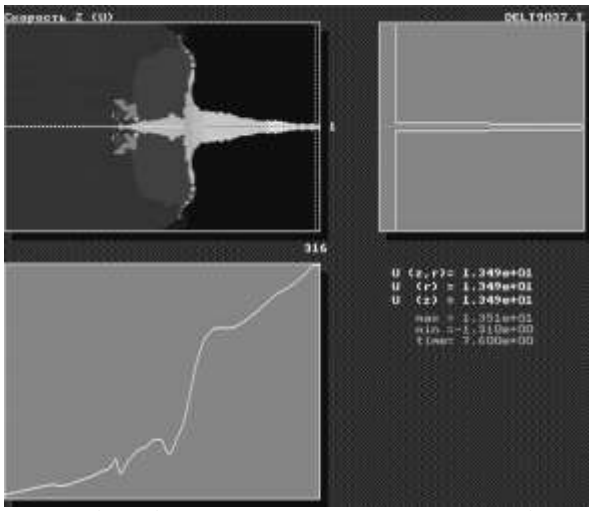


Fig. 8. The flow of shaped-charged materials and diagram of velocity (V_z) on the charge symmetry axis by the 7.6 μs after charge initiation. V_z velocity isolines are shown

The charge consists of a detonator that creates a plane wave; octogene with density of 1.75 g/cm^3 is used as an explosive. The lining is made of aluminium. The additional body is made of white-colour iron and an aluminium disk. Within a 9 μs time interval, lining material impingement took place on the charge axis, after which a stamp and a jet were formed, Fig. 10. Maximum velocity of the formed shaped-charged jet is 15.58 km/s.

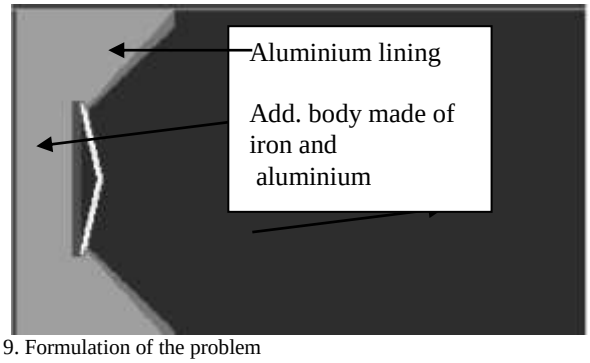


Fig. 9. Formulation of the problem

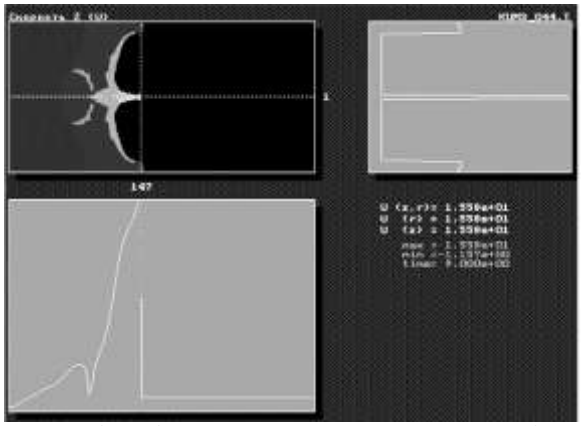


Fig. 10. The flow of shaped-charged materials and diagrams of velocities (V_z) at the 9.8 μs time point after initiation of the charge

At the 11.4 μs time point (Fig. 11), a flow was formed and the jet splitting took place, following which the maximum velocity of jet head became equal to 14.12 km/s.

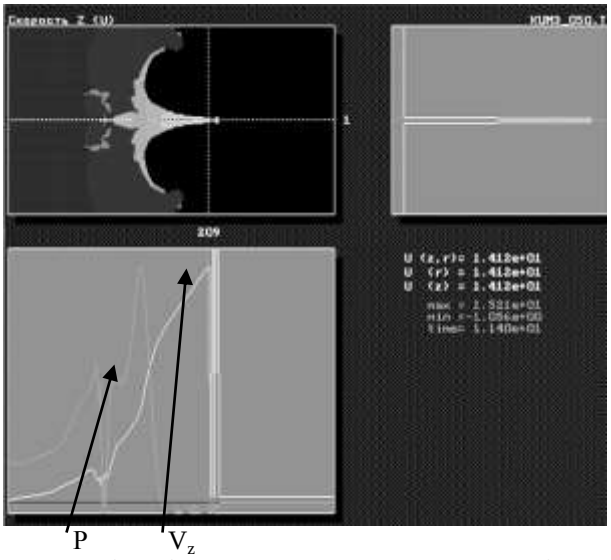


Fig. 11. The flow of shaped-charged materials and diagrams of velocities (V_z) and pressure within 11.4 μs after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

The maximum jet diameter is approximately 20 mm with the charge diameter being equal to 80 mm. In essence, it is rod flying with a great velocity. The minimum jet velocity is approximately 4 km/s. The destroyed iron and aluminium former can be clearly seen. The shaped-charge jet diameter is larger than the stamp diameter. The angle of lining material convergence on the charge symmetry axis exceeds 180 degrees.

Complex formers allow achieving the maximum velocity of a shaped-charge jet head that is considerably higher than the gas-dynamic limit. Thus, maximum velocity up to 20 km/s with preservation of initial material density in the jet can be implemented for a combined aluminium-lining charge.

By way of another example let us consider the results of a computational experiment aimed at formation of a shaped-charge jet from tantalum lining with two additional bodies such as auxiliary iron lining and tungsten bottom. Formulation of the problem is given in Fig. 12. The additional iron body is made in the form of a liner located above the external surface of lining. The additional tungsten body is made in the form of a profiled bottom of a truncated-surface lining and located on a small base near its top.

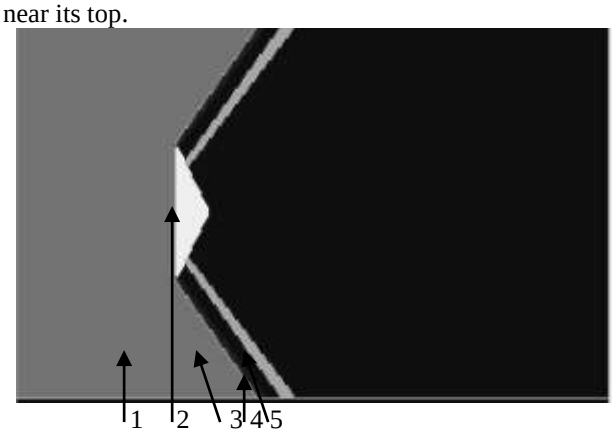


Fig. 12. Formulation of the problem 1—explosive charge, 2—additional tungsten body, 3—auxiliary lining – additional iron body, 4—run-away interval, 5—primary tantalum shaped-charge lining

The shaped charge was initiated by the detonator creating a detonation plane-front wave. Within 6.2 μs after charge detonation, the auxiliary iron lining gained Z velocity equal to 2.496 km/s from the explosive charge detonation products and started transferring its momentum to the primary tantalum shaped-charge lining, Fig. 13. At this point, the explosive charge detonation products had not transferred their momentum to the auxiliary lining, which is evidenced by an increased velocity of detonation products shown in the below Vz velocity diagram. Velocity of the detonation products is higher than that of auxiliary lining material. When materials of the primary and auxiliary linings interact with each other, the primary lining material starts movement.

Within 8.2 μs after charge detonation, the primary tantalum lining gained Z velocity of approximately 1.8 km/s. Charge detonation had finished within 7 μs after its initiation; meanwhile, the auxiliary lining had not fully transferred its momentum to the primary shaped-charge lining.

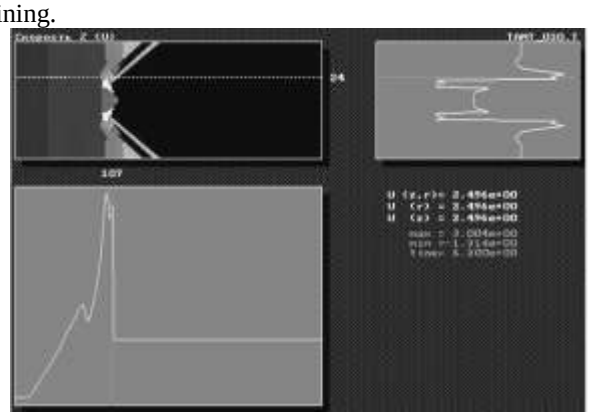


Fig. 13. The flow of shaped-charge explosion materials including auxiliary lining as an additional body and shaped-charge lining and diagrams of (V_z) velocity at the 6.2 μs time point after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Within 8.2 μs after charge detonation, formation of a shaped-charge jet from tantalum lining started, Fig. 14. The initial velocity of a tantalum shaped-charge jet is 7.588 km/s. Material of the auxiliary iron lining as an additional body tightly embraces the surface of primary tantalum lining being compressed with V_z velocity from 2 to 1.5 km/s.

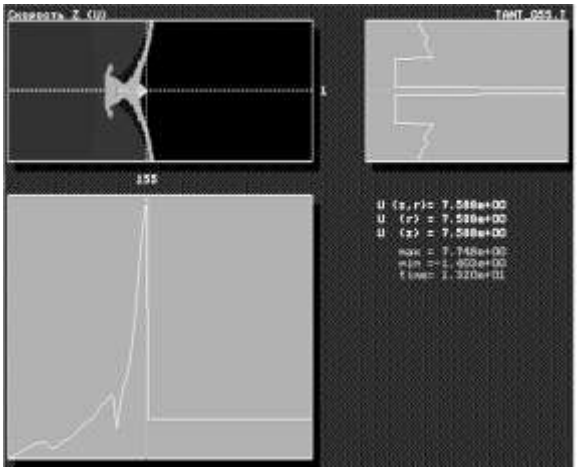


Fig. 14. Flow of shaped-charge explosion materials including auxiliary lining as an additional body and primary shaped-charge lining and diagrams of (V_z) axial velocity at the 13.2 μs time point after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Within 27.2 μs after charge detonation, the shaped-charge jet-body still continues its formation. It extends under the action of velocity gradient along the shaped-charge jet. Some material has spalled from the shaped-charge jet head, and, a as result, the jet head velocity has decreased to 6.28 km/s. The tantalum stamp diameter is less than the diameter of the shaped-charge jet being formed. The auxiliary lining material bears against the stamp surface and distributes along the stamp part of the shaped-charge jet, Fig. 15.

Within 48.8 μs after charge detonation, the shaped-charge jet formation ends, i.e. the auxiliary lining material gathers around the tantalum stamp and actually does not exceed the jet diameter, Fig. 16. The additional tungsten body has been destroyed by the stamp material and its external diameter does not exceed the maximum diameter of the formed shaped-charge jet. Clearly, such a jet plays the role of shaped-charge and gun perforation, while the total weight of materials of the primary and auxiliary linings and the bottom-former will be used for penetration.

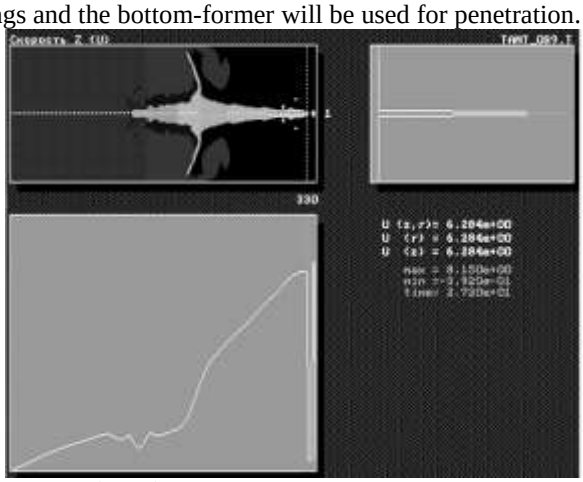


Fig. 15. The flow of explosion materials including auxiliary lining as an additional body and shaped-charge lining and diagrams of (V_z) velocity at the 27.2 μs time point after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Fig. 16. The flow of shaped-charge explosion materials at the 48.8 μs time point after initiation of the charge. V_z velocity isolevels are shown

In the above-considered problem, we deal with two parallel linings, auxiliary (additional body) and primary ones. The primary shaped-charge lining acts as a penetrating one, while the role of the additional body is played by the auxiliary lining that manages energetic and temporal aspects of the process. We have called such design a ***parallel tandem***.

Let us consider a charge with <u>two auxiliary linings in the quality of additional bodies</u> as an example of a so-

phisticated parallel tandem shaped-charge system. Fig. 17. The charge of 60 mm in diameter and 98 mm in length consists of a detonator forming a detonation plane-front wave, an explosive charge with a cavity, and two auxiliary linings, one of which is adjacent to the explosive charge and made of polystyrene with the density of 1.04 g/cm^3 and 3 mm thickness along the charge symmetry axis. The second auxiliary lining is made of aluminium with a 2 mm wall thickness along the charge symmetry axis. The run-away interval between the first and second auxiliary linings is 3 mm along the charge symmetry axis. The surface shape of the auxiliary linings has been selected having regard to ease of their placement in the charge. The primary shaped-charge lining has a wall thickness of 1 mm along the charge symmetry axis. The run-away interval between the second auxiliary lining and the primary shaped-charge lining is 6 mm along the charge symmetry axis. Octogene with the density of 1.75 g/cm^3 is used as an explosive. In 4 μs after charge detonation, the detonation plane-front wave comes to the first auxiliary lining and starts compressing it, Fig. 17.

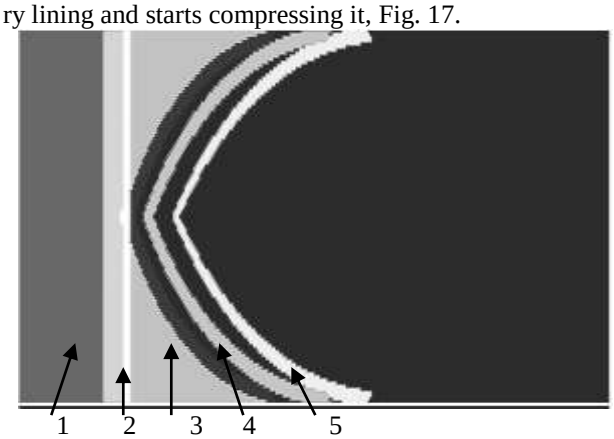


Fig. 17. Formulation of the problem 1—explosive detonation products, 2—explosive charge, 3—first auxiliary lining as an additional polystyrene body, 4—second auxiliary lining as an additional aluminium body, 5—primary iron shaped-charge lining. V_z velocity isolines are shown

By the 6.8 μs point of time after charge detonation, subsequent impingement of auxiliary linings and the primary shaped-charge lining along the charge symmetry axis has occurred, Fig. 18. The primary shaped-charge lining transfers momentum acquired from the detonation products to the second auxiliary lining. The second auxiliary lining, in its turn, transfers its momentum to the primary shaped-charge lining. The initial velocity of the primary iron lining material has reached 5 km/s. The small peak on the axial velocity distribution shown in Fig. 18 corresponds to the axial velocity of the polystyrene external surface.

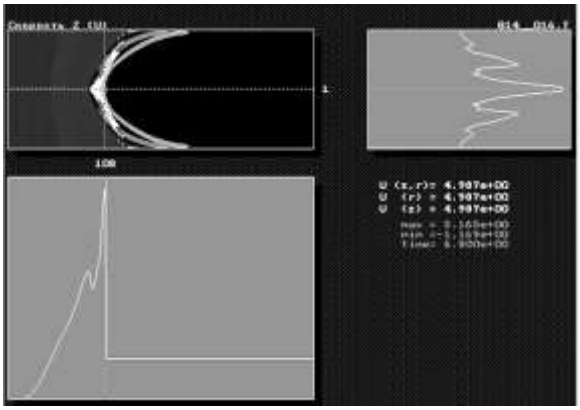


Fig. 18. Flow pattern of materials of the auxiliary lining formers and the primary shaped-charge lining and distribution of the (V_z) axial throwing velocity at the 8.2 μs point of time after initiation of the charge. Z velocity isolines are shown

Within 10.4 μs after beginning of charge detonation, formation of a shaped-charge jet from the primary iron shaped-charge lining has started. Maximum velocity of the shaped-charge jet has increased to 7.448 km/s. The jet velocity has the maximum value along the symmetry axis and decreases towards its periphery. Reversed gradient of velocity which is present in the shaped-charge jet head allows accumulation of the jet head weight. Auxiliary linings in the quality of additional bodies continue transferring their momentum to the primary shaped-charge lining and form shaped-charge flow, Fig. 19.

By the 18 μs point of time after detonation of charge, formation of the shaped-charge jet body from the primary shaped-charge lining still proceeds with sufficient intensity. Maximum velocity of the shaped-charge jet has reached 7.826 km/s. Reversed gradient of velocity still preserves in the jet head, it thickens, and minimum velocity in the initial section is equal to 7.472 km/s. The shaped-charge jet head continues building up weight in the form of a spherical surface, Fig. 20. In the shaped-charge hyper action mode, virtually all material of the primary shaped-charge lining goes to form a shaped-charge jet and does not enter the stamp. Density of the shaped-charge jet is actually equal to the density of the primary shaped-charge lining material and is uniform along the entire jet.

The shaped-charge jet made of iron continues forming under the action of the energy transferred from the auxiliary linings, which release it more slowly than the explosive detonation products. Transfer of energy from auxiliary lining formers proceeds in a rather complicated way. Obviously, after studying the jet formation mechanisms in such initial configurations, we will be able to control such shaped-charge processes and design charges for our goals in a more efficient manner.

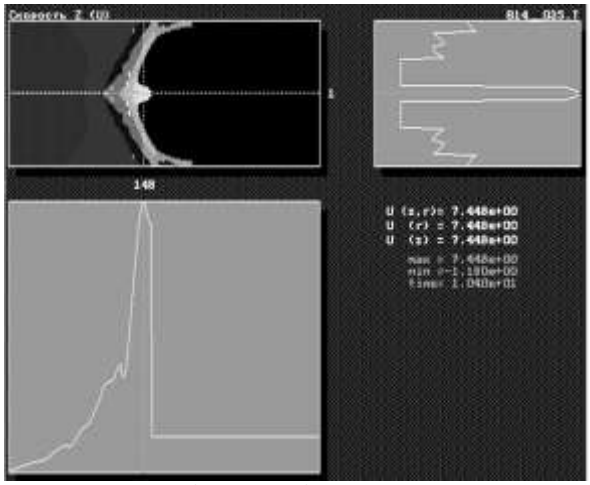


Fig. 19. Flow pattern of materials of the auxiliary linings as additional bodies and the primary shaped-charge lining and distribution of the (V_z) velocity at the 10.4 μs point of time after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Fig. 21 shows the flow phase corresponding to the 22 μs point of time after beginning of charge detonation. The shaped-charge iron jet has actually formed. Maximum velocity of the shaped-charge jet remains actually the same and is equal to 7.74 km/s. The reversed gradient of velocity in the shaped-charge jet head has decreased and now the difference of velocity is approximately 200 m/s. Minimum velocity of the formed shaped-charge jet is equal to approximately 2 km/s. Under the action of the gradient of velocities along the shaped-charge jet, the jet has already noticeably stretched.

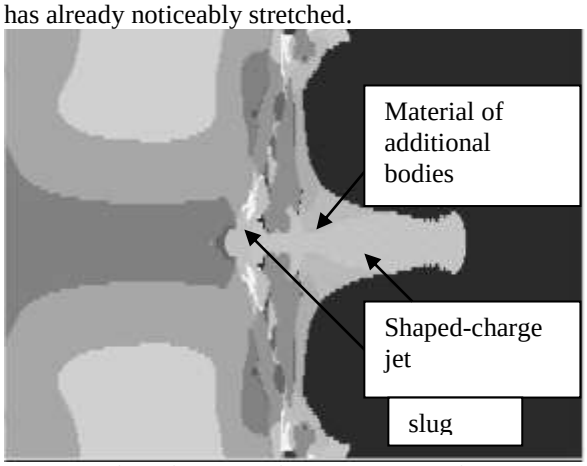


Fig. 20. The flow of materials of the auxiliary lining formers and the primary shaped-charge lining at the 18 μs point of time after initiation of the charge. Radial velocity isolevels are shown

Distribution of energy on the jet centre and across the section shown by the coordinate grid is given in the following diagrams presented in Fig. 21. These relationships testify that sufficiently large specific energy is still contained in materials of the auxiliary lining formers. Density of the shaped-charge jet material in its head is minimum on the jet symmetry axis and increase towards its periphery. Along the shaped-charge jet symmetry axis, density of material increases towards the jet head.

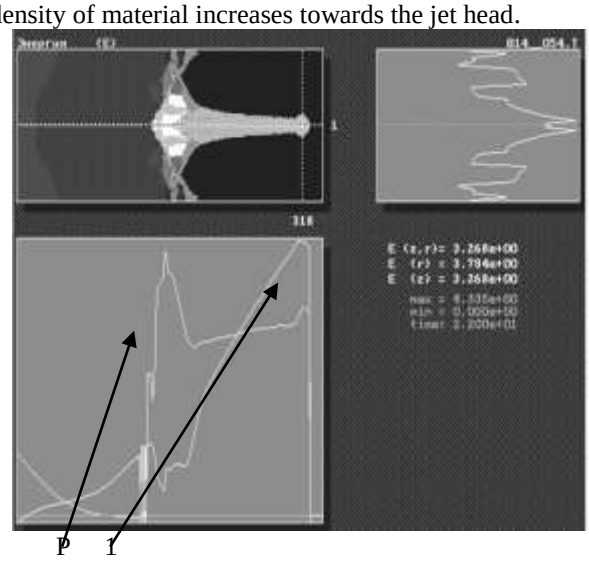


Fig. 21. The flow of materials of the auxiliary linings as additional bodies and the primary shaped-charge lining and distribution of the (V_z) axial velocity at the 22 μs point of time after initiation of the charge. Isolevels of specific internal energy distribution are shown. 1—V_z velocity diagrams, density diagrams

Fig. 22 shows the results of a computational experiment at the 47.6 μs point of time after beginning of charge detonation. The formed shaped-charge jet diameter is larger than the stamp diameter. Polystyrene, material of the first auxiliary lining, has been thrown away from the jet formation area and is broken to pieces. The near-axis zone of the shaped-charge jet formation still contains some aluminium material of the second auxiliary lining, and it continues compressing with a small rate. The stamp has penetrated material of the second auxiliary lining along the symmetry axis.

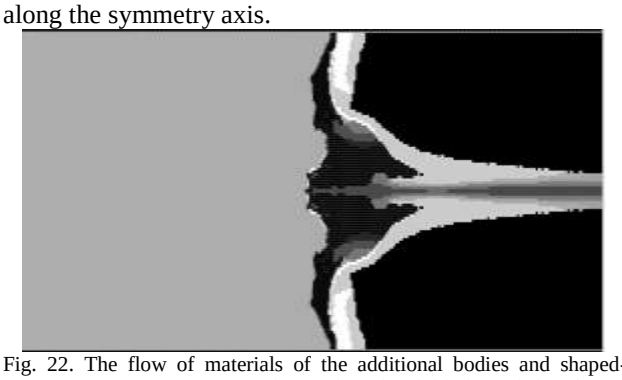


Fig. 22. The flow of materials of the additional bodies and shaped-charge lining at the 47.6 μs time point after initiation of the charge. Isolevels of specific internal energy are in the range between 2.5 and 1.5 $(km/s)^2$

Thus, the above results of the computational experiment testify that the charges with parallel tandem consisting of several linings provide the possibility of forming high-velocity shaped-charge jets with the stamp weight

less than the jet weight when using a system of auxiliary linings as additional bodies.

An auxiliary lining in the quality of an additional body can be manufactured from a number of materials including those that are not employed in shaped charges. Let us consider several examples.

An auxiliary lining is made of sand as it is a material having the equation of state in the DU form. Fig. 23 shows formulation of the problem. The charge is initiated by the detonator forming a detonation plane-front wave. Semispherical auxiliary lining in the quality of an additional body is made of sand with the density of 1.65 g/cm^3 and sound velocity of 3.32 km/s. The primary copper conical lining has the full opening angle of 96 degrees and the wall thickness of 1 mm on the charge symmetry axis.

As is the case with the previous problems, material of the auxiliary case-lining is accelerated by explosive detonation products, impinges on the primary copper shaped-charge lining and, in 10.2 μs after beginning of the process, a shaped-charge jet starts forming from the copper shaped-charge lining. Thanks to pointed (and not truncated) surface shape of the lining top, its head flies apart radially with the 800 m/s velocity at the beginning of the process. Material of the additional body located behind the primary copper liner has horizontal and compressing radial velocities and forms shaped-charge flow, Fig. 23. Explosive energy is mostly located in the additional body material, while its considerable part is concentrated in the axial zone, behind the material of the primary shaped-charge lining.

Fig. 24 shows the results of a computational experiment at the 12.2 μs point of time after beginning of charge initiation. Copper shaped-charge jet continues forming with the maximum velocity slightly exceeding 8 km/s. Material in the shaped-charge jet head expands radially. The auxiliary lining transfers the acquired momentum to the primary shaped-charge lining.

At 17.4 μs after charge initiation, a shaped-charge body in the form of a thick rod-jet and a thin stamp has actually formed, and now its low-velocity part is forming. Flow pattern of materials of the additional body and shaped-charge lining at the 17.4 μs point of time after initiation of the charge are shown in Fig. 25.

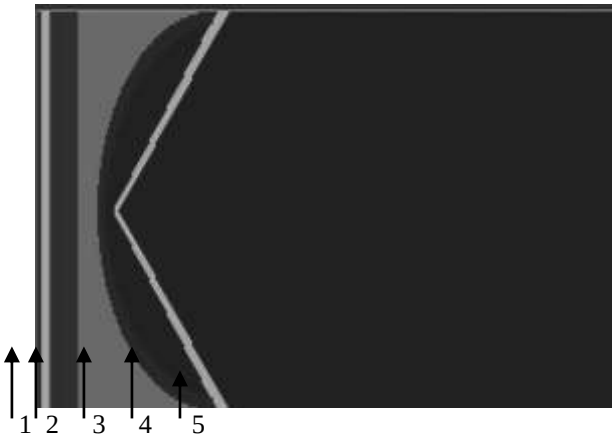


Fig. 23. Formulation of the problem 1—initiator, 2—explosive detonation products, 3—explosive charge, 4—auxiliary lining as additional sand body, 5—primary shaped-charge lining

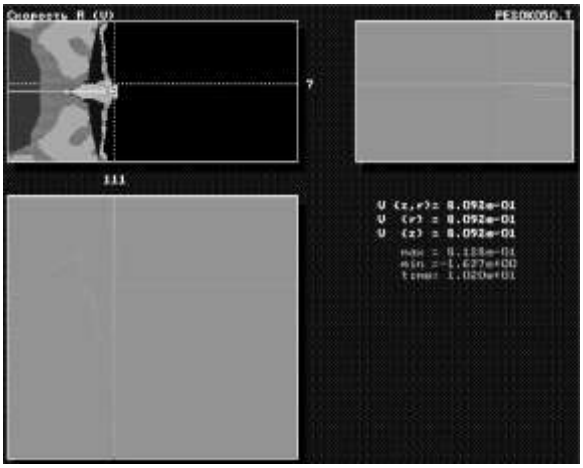


Fig. 23. The flow of shaped-charge explosion materials including auxiliary lining as an additional body and the primary shaped-charge lining and distribution of (V_r) radial velocity at the 10.2 μs point of time after initiation of the charge. Radial velocity isolines are shown

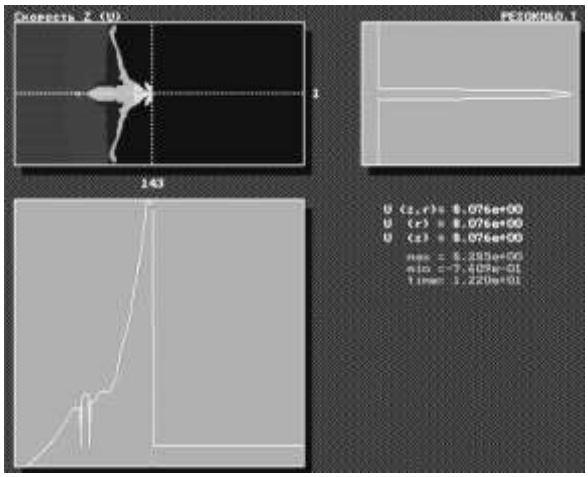


Fig. 24. The flow of shaped-charge explosion materials including auxiliary lining as an additional body and the primary shaped-charge lining and distribution of (V_z) axial velocity at the 12.2 μs point of time after initiation of the charge

By the 29.4 μs point of time after initiation of the charge, the shaped-charge jet formation process has actually finished, Fig. 26. The shaped-charge jet rod of 8 mm in diameter with the 3 km/s velocity of the copper jet tip specified by the coordinator has formed in the shaped charge. The formed shaped-charge jet diameter is larger than the stamp diameter. The most part of the sand, which is the auxiliary case material, has remained outside of the jet, while its considerable part is located near the charge symmetry axis and still possesses substantial energy, which suggests that the design of parallel tandem under study is non-optimal.

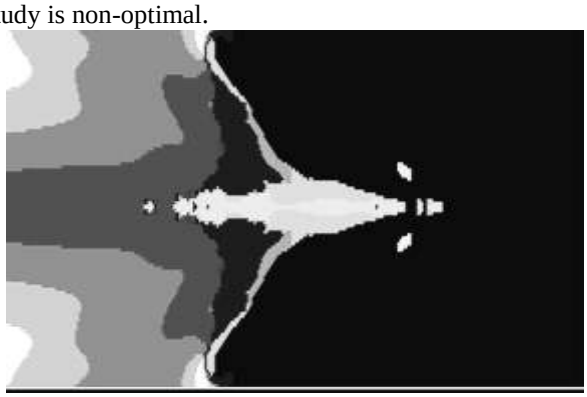


Fig. 25. The flow of shaped-charge explosion materials including the additional body and the shaped-charge lining at the 17.4 μs point of time after initiation of the charge. Radial velocity isolines are shown

We emphasize that all parameters of the shape of linings, their thicknesses and weight distribution according to their lengths and radii were taken only from experimental conditions of work with such charges based on conducting computational experiments.

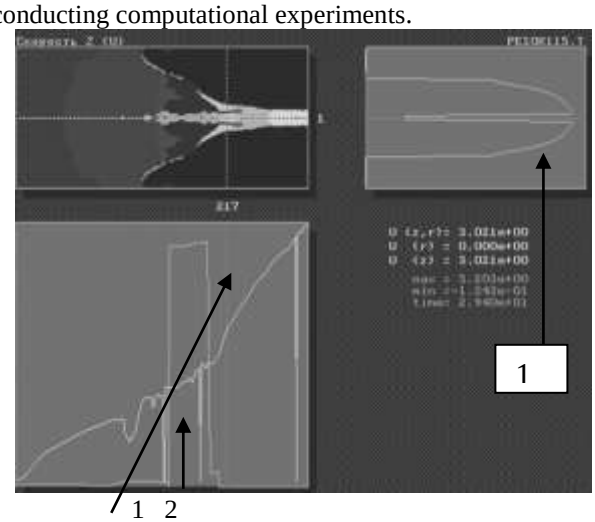


Fig. 26. The flow of shaped-charge explosion materials including the additional body and the shaped-charge lining and diagrams of (V_z) velocity and specific internal energy at the 29.4 μs point of time after initiation of the charge. 1—V_z velocity diagram; 2—specific internal energy diagrams. V_z velocity isolines are shown

For example, selection of the auxiliary lining in the form of semisphere is of random nature. Charges having auxiliary linings with different surface shapes could be used as well.

Clearly, comprehensive optimization and thorough examination of ways for achievement of the goals to be sought are required for practical purposes. Such characteristics as maximum velocity of the shaped-charge jet can be easily increased, for example, by decreasing thickness in the central part of additional body or, as it will be shown below, by introduction of additional bodies for one or both linings. Similar experiments were conducted using a large class of organic and inorganic substances including NaCl, paraffin, organic glass, and other substances that participated in formation of a shaped-charge jet in the shaped-charge hyper action mode.

To increase velocity of the shaped-charge jet from the shaped-charge lining in parallel tandem, a truncated-surface lining and an additional body may be used, facilitating transition from the classical shaped-charge action mode to the shaped-charge hyper action mode.

Let us illustrate this assertion by example of the results of a computational experiment related to the shaped charge shown in Fig. 27.

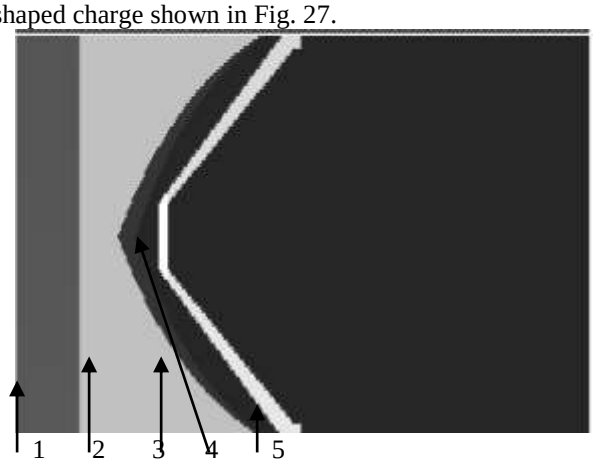


Fig. 27. Formulation of the problem 1—explosive detonation products, 2—explosive charge, 3—auxiliary lining – additional body, 4—additional body of shaped-charge lining, 5—shaped-charge lining

A charge of 60 mm in diameter consists of an auxiliary case (lining) as an additional body made of polystyrene, an aluminium shaped-charge lining, an iron additional body of the primary lining, and an explosive charge. The wall thickness of the auxiliary case along the charge symmetry axis is 5 mm. The shaped-charge lining has a trunconical shape with the top diameter of 12 mm, full lining vertex angle of 66.6 degrees, and wall thickness at the lining top of 0.84 mm. The additional body of the primary lining is made in the form of a disk of 12.6 mm in diameter and 2 mm in thickness. The distance between the internal surface of the auxiliary case and the lining additional body along the charge symmetry axis is 9 mm.

In 4.8 μs after beginning of detonation, the detonation plane-front wave compresses and throws material of the additional case (lining). The additional case impinges on the shaped-charge lining additional body and transfers momentum obtained from explosive detonation products to this body. Before impingement with the shaped-charge lining additional body along the charge symmetry axis, the maximum value of Z velocity of polystyrene auxiliary case is 7.648 km/s, Fig. 28.

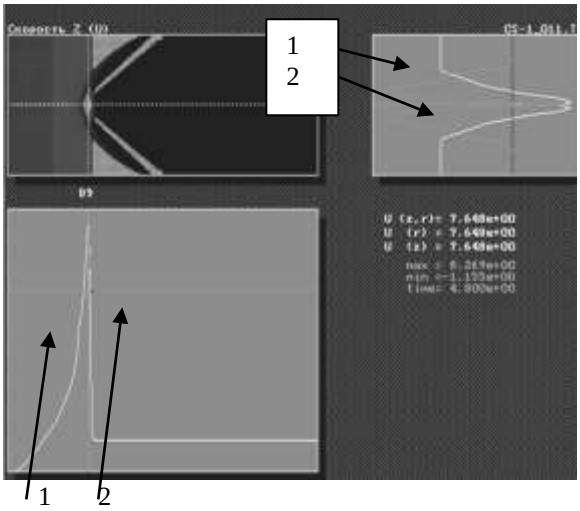


Fig. 28. The flow of shaped-charge explosion materials including the auxiliary lining as an additional body and the shaped-charge lining and diagrams of (V_z) velocity and (V_r) radial velocity at the 4.8 μs time point after initiation of the charge. 1—(V_z) velocity diagrams, 2—(V_r) radial velocity diagrams. V_z velocity isolines are shown.

A little later, the auxiliary case as an additional body starts compressing the shaped-charge lining and material of the aluminium lining is thrown on the charge symmetry axis. Being on the charge symmetry axis, material of the auxiliary case acts on the lining additional body causing its acceleration. This phase of the process at the 6.8 μs point of time is shown in Fig. 29. The maximum Z velocity of the shaped-charge lining additional body is equal to 5.554 km/s.

Material of the shaped-charge lining impinges on the charge symmetry axis causing formation of a shaped-charge jet. The angle of convergence of the primary shaped-charge lining material on the charge symmetry axis exceeds 180 degrees. By the beginning of aluminium lining jet emergence, the process of impingement and sliding of the lining with the additional body has not finished yet.

By the 8 μs point of time after charge initiation, shaped-charge hyper flow forms along with formation of a thin stamp and a thicker shaped-charge jet that moves with the maximum velocity of 12.34 km/s. Polystyrene, material of the auxiliary lining (additional body), being behind the primary shaped-charge aluminium lining, continues transferring momentum obtained from explosive detonation products. Z velocity of an additional body material ranges from 5 to 3.5 km/s depending on the distance from the charge symmetry axis, Fig. 30a. Maximum momentum is concentrated in the central part of the charge. V velocity isolines in the range from 5 to 3.5 km/s of are shown in the figure.

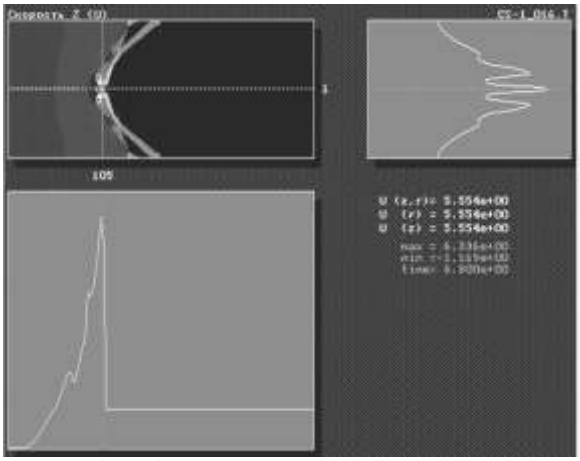
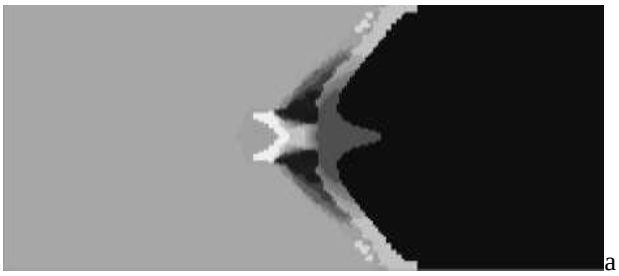


Fig. 29. The flow of shaped-charged explosion materials and diagrams of velocities (V_z) at the 4.8 μs time point after initiation of the charge



a

b

Fig. 30. (A). The flow of shaped-charge explosion materials at the 8.0 μs time point after initiation of the charge. Z velocity isolines in the range from 5 to 3.5 km/s are shown and the flow of shaped-charge explosion materials at the 19 μs time point after initiation of the charge (b).

By the 19 μs point of time after initiation of the charge, the flow has actually formed, Fig. 30b. The newly formed shaped-charge jet has a diameter exceeding that of the stamp. The additional body material starts breaking away from the jet material. An elastic impact against the primary lining is implemented. This phenomenon is an

interesting fact which is subject to further studying for its possible use in practice.

By the 26 μs point of time after initiation of the charge, the additional body material has actually broken away from the formed shaped-charge jet and flies in the radial direction, Fig. 31.

Fig. 31. The flow of materials including the auxiliary lining as an additional body and the shaped-charge lining at the 26 μs point of time after initiation of the charge

Formation of stampless high-velocity massive shaped-charge jets in charges containing an additional body with a through-hole.

Let us consider one more method for producing high-velocity shaped-charge jets without a stamp or with a stamp, the diameter of which does not exceed the shaped-charge jet diameter. Let the shaped-charge lining is an aluminium disk located near the large base of an iron thick-walled cone with a hole in its central part. Explosive to be initiated by a ring detonator is located behind the disk, Fig. 32.

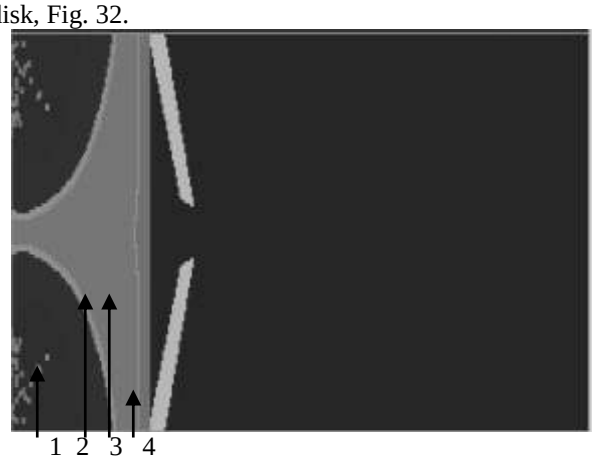


Fig. 32. Formulation of the problem 1—products of detonation from ring detonator, 2—explosive charge, 3—shaped-charge lining, 4—additional body with a through-hole

The charge diameter is 60 mm, the minimum diameter of the hole on the additional body symmetry axis is 8 mm with the former wall thickness of 5 mm. TG 50/50 composition was used as an explosive. Upon impingement on the charge symmetry axis, a detonation wave creates increased pressure that decreases away from the location of initial impingement of detonation waves. So, there is a certain range where the amplitude and pressure area acting upon the lining can be selected by moving away or approaching to the impingement location of detonation waves, Fig. 33 shows pressure isolevels in charge materials in the range from 16 to 26 MPa. The created area of high pressure of explosive detonation products has come into interaction with the lining in its central part and at the periphery. This is essentially an experiment on impingement of lining elements at an angle considerably exceeding 180 degrees, which is determined by the additional body.

In the subsequent discussion, by analogy with steady motion of compressible continuous medium, we will be referring to the additional body as to a focusing former nozzle. Though, in our case, movement of the compressible medium itself and variation of the nozzle shape over time are essentially unsteady, and the term “nozzle” does not exist for such unsteady conditions.

In order to form a shaped-charge jet, it is required to cause sliding of lining material over the nozzle surface, which determines the angle of material movement and its impingement at an angle exceeding 180 degrees on the symmetry axis. A plane-surface lining is thrown on the nozzle with different longitudinal velocities: maximum velocities in its centre, on the symmetry axis of the problem, and minimum ones at the lining periphery. Pressure of detonation products on the charge symmetry axis continues interaction with the lining central part.

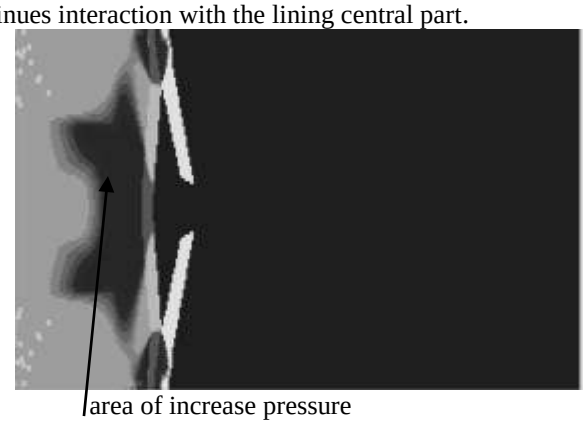


Fig. 33. The flow of shaped-charge explosion materials at the 6.0 μs time point after initiation of the charge. Pressure isolines are shown in the range from 16 to 26 MPa.

Upon impingement of lining material with the nozzle surface, pressure in created in the lining material, and a ring area of pressure moves away from the lining periphery to its centre. As this takes place, the lining material acquires both radial and horizontal velocities and slides over the nozzle surface, Fig. 34. The angle of lining material convergence on the charge symmetry axis changes to exceed 180 degrees.

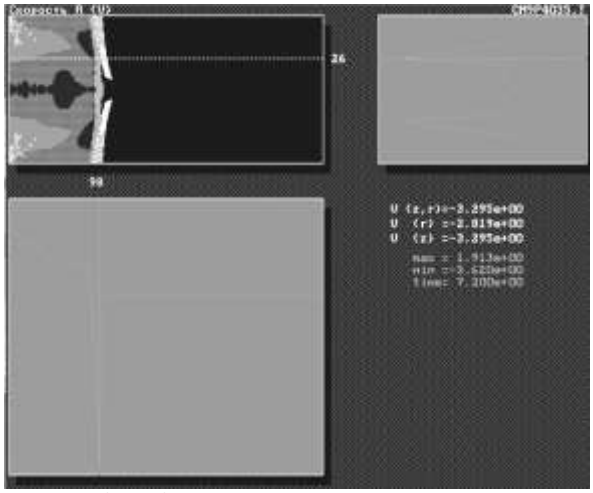


Fig. 34. The flow of shaped-charged explosion materials and diagrams of (V_r) radial velocity distribution at the 7.2 μs point of time after initiation of the charge. Radial velocity isolines are shown

Once the lining material has achieved the opening in the nozzle top on the charge symmetry axis, a shaped-charge jet-body is formed with maximum velocity of more than 10 km/s and a diameter equal to the nozzle opening diameter, Fig. 35. The nozzle itself is held by inertial forces for some time, while the jet can be either solid or hollow, depending on the degree of matching the lining thickness and nozzle opening area.

Within 5.4 μs after beginning of detonation, the shaped-charge jet has already acquired the form of a rod with a hollow towards its end part. Maximum velocity of the shaped-charge jet is 9.944 km/s, and minimum one is approximately 4 km/s. The nozzle vortex angle has not considerably changed so far.

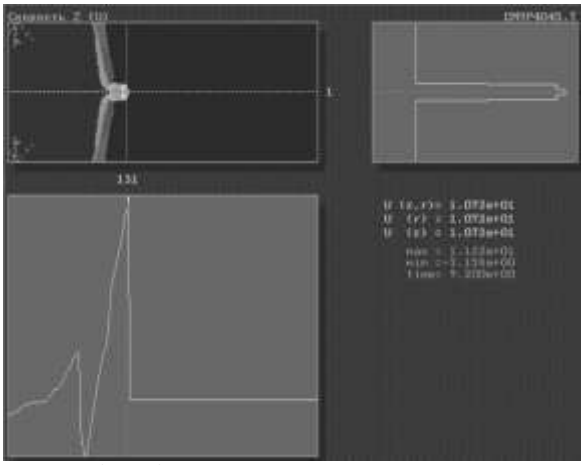


Fig. 35. The flow of shaped-charged explosion materials and diagrams of velocities (V_z) at the 9.2 μs point of time after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Fig. 36 shows the final stage of the shaped-charge jet formation at the 19.6 μs point of time after beginning of charge detonation. The jet has formed and breaks away from the nozzle. Maximum velocity of the jet head is 9.647 km/s, while minimum velocity of the jet hollow end is 3.381 km/s. The diameter of the newly formed shaped-charge jet along its length is constant and equal to the diameter of opening in the additional body. Lining material partially remains on the nozzle internal surface.

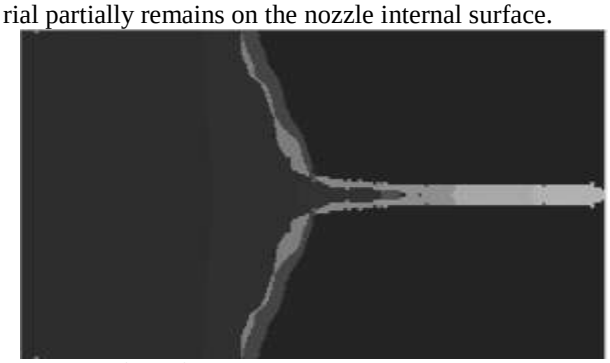


Fig. 36. The flow of shaped-charge explosion materials at the 19.6 μs time point after initiation of the charge. (V_z) velocity isolines are shown

Let us consider the results of a computational experiment on the joint action of an additional body with a through-hole and an additional body in the form of a shaped-charge lining conical bottom upon formation of a shaped-charge jet. Formulation of the problem for such a charge with nozzle is shown in Fig. 37. A charge of 60 mm in diameter, without housing, consists of a detonator forming a detonation plane-front wave, a TG 50/50 explosive charge, copper lining with a tantalum additional body, an organic-glass protective disk located on the additional body surface on the side of explosive, and an iron additional body with a through-body.

Fig. 38 shows isolines of V_z velocity and flow of shaped-charge explosion materials including the lining and additional bodies at the 9.6 μs point of time after initiation of the charge. Before impingement of the shaped-charge lining material on its symmetry axis, the axial velocity of the essentially entire surface is 3.3 – 3.4 km/s.

The process of impingement of the shaped-charge lining material on the charge symmetry axis is relatively slow, so it has happened only at 12 μs point of time, though without explicit formation of a shaped-charge jet. Fig. 39 shows radial velocity isolines in the range from -1 km/s to -1.4 km/s.

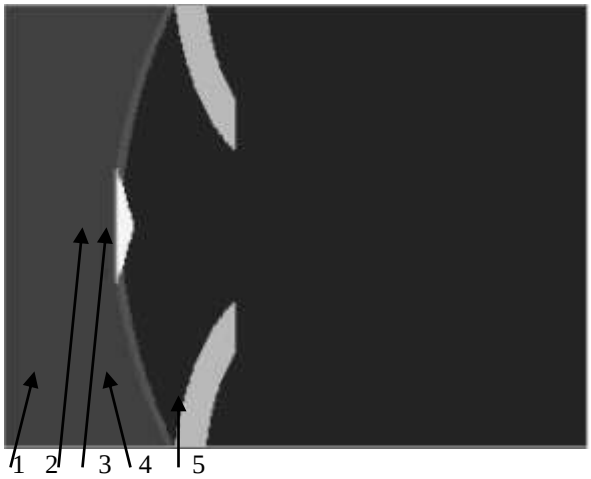


Fig. 37. Formulation of the problem 1—explosive charge, 2—protective organic-glass disk, 3—additional body (bottom), 4—shaped-charge lining, 5—additional body with through hole

Fig. 38. Flow of shaped-charge explosion materials at the 9.6 μs time point after initiation of the charge. V_z velocity isolines are shown

Fig. 39. The flow of shaped-charge explosion materials at the 12 μs time point after initiation of the charge. Radial velocity isolines are shown in the range from -1 km/s to -1.4 km/s

A high-velocity compact body with maximum density on the symmetry axis more than 12 g/cm^3 and with pressure decreasing towards the nozzle wall from the level of 9.1 – 9.2 g/cm^3. Maximum axial velocity of the copper shaped-charge jet is 9.505 km/s, and in the cross-section nearly at the nozzle and, where jet density is marked off, velocity exceeds 4 km/s, Fig. 40. The angle of lining material convergence on the charge symmetry axis exceeds 180 degrees.

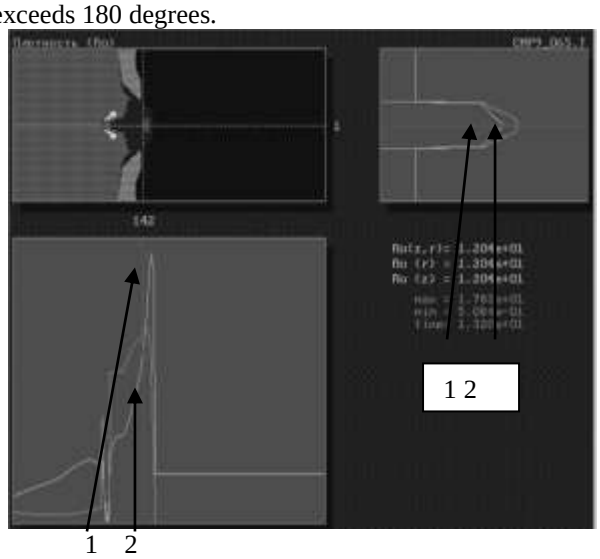
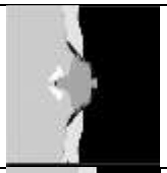


Fig. 40. The flow of shaped-charged explosion materials and diagrams of V_z velocity and density at the 13.2 μs point of time after initiation of the charge. Density isolines are shown. 1—V_z velocity, 2—density

Fig. 41-45 show radial velocity isolines in the range from -1.4 km/s to -1 km/s.

Fig. 41 8.8 μs		Fig. 44 13.4 μs	
Fig. 42 11.4 μs		Fig.45 13.8 μs	
Fig. 43 12.8 μs		Fig.46 14.2 μs	

The time specified in the pictures corresponds to the time that has elapsed from the beginning of charge detonation. The maximum value of radial velocity corresponds to the lighter colour. The shaped-charge lining is compressed in the additional body (nozzle). As time goes, compression of the lining material decreases, and the lining material goes out of the additional body. By the 13.4 μs point of time, only lining material jets flowing down the nozzle surface and the high-velocity body surface layer has been compressed. Inertial compression of material proceeds in the jet nose part and then stops quickly, Fig. 44. The angle of lining material convergence on the charge symmetry axis noticeably exceeds 180 degrees, Fig. 45.

Let us consider changes of decreased pressure areas during formation of jet at the exit from the “nozzle” and subsequent extension of the high-velocity body under action of the axial velocity gradient given to the body in the course of its formation. Fig. 46 shows density isolines in the lining material at the 14.2 μs point of time after beginning of charge detonation. Density isolines are shown in the range from 6 g/cm^3 to 8.9 g/cm^3. Currently, material density of the body being formed is uniform.

Fig. 47-48 show sequential formation of a shaped-charge jet from the newly formed high-velocity body.

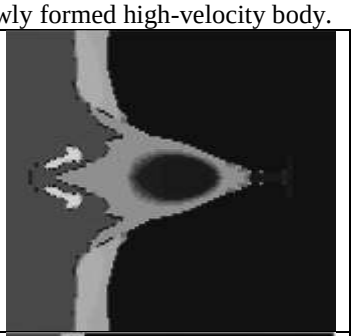


Fig. 47. Flow of shaped-charge explosion materials including the lining and the additional body at the 17 μs point of time after initiation of the charge. Density isolines are shown in the range from 6 g/cm^3 to 8.9 g/cm^3

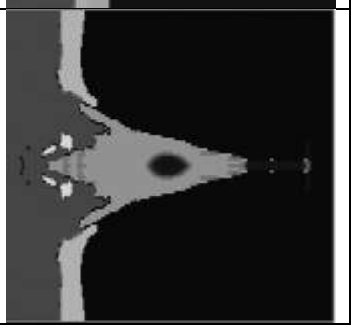


Fig. 48. The flow of shaped-charge explosion materials including the lining and the additional body at the 19.4 μs point of time after initiation of the charge. Density isolines are shown in the range from 5 g/cm^3 to 8.9 g/cm^3

Thus, using two additional bodies, a copper shaped-charge jet has been formed virtually without a stamp and with a normal gradient of velocities extending it in its flight to the target.

In conclusion, let us consider one more computational experiment on penetration of an iron target by the parallel tandem and one of the mechanisms of bringing substances, which activate yield of useful product in perforation, in product-containing kind of substances. This can be accomplished only by means of thick massive shaped-charge jets and the method for their formation in the parallel tandem charges. The mechanism of jet formation and bringing of active material in the penetration hole will become clear from the below pictures of the problem shown in Fig. 49-53. Formulation of the problem is given in Fig. 49.

The charge uses the primary copper lining and an additional body made of the substance to be brought into the perforated volume. The charge diameter is 60 mm, the iron target thickness is 50 mm. Within 13.8 μs after beginning of charge detonation, a shaped-charge jet starts forming with maximum velocity exceeding 8 km/s, Fig. 50. Formation of the shaped-charge jet proceeds in the shaped-charge hyper action mode.

The jet, even not being fully formed, has touched the target with its head and caused a blast wave in the target, Fig. 51. Active substance of the additional body material is gathered in the jet body.

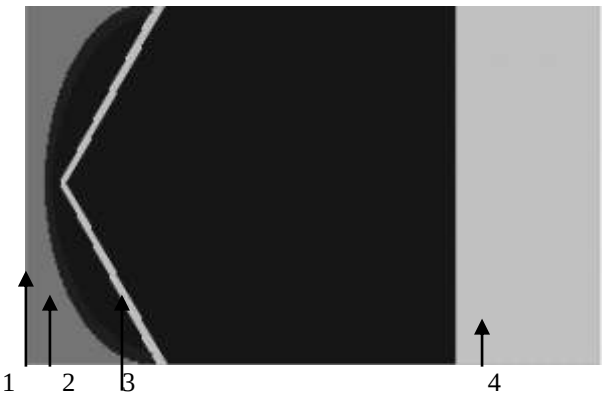


Fig. 49. Initial formulation of the problem 1—explosive charge, 2—auxiliary lining – additional body, 3—copper lining, 4—steel target

Fig. 50. The flow of shaped-charge explosion materials including the additional body and shaped-charge lining at the 13.8 μs point of time

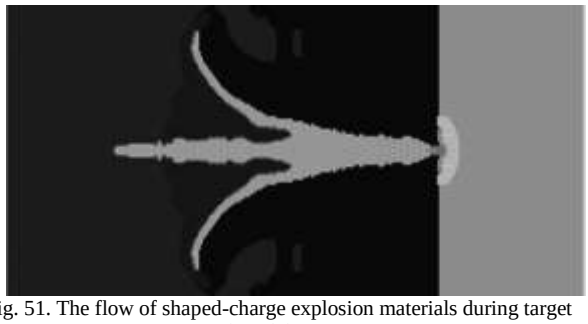


Fig. 51. The flow of shaped-charge explosion materials during target penetration at the 19.8 μs point of time

Fig. 52 shows flow of shaped-charge explosion materials at the 26.6 μs point of time. Once the target is penetrated, initial process of crater formation in the crater starts. As a result of jet impingement, blast wave propagates across the target, which imparts to the target material velocity that participates in formation of the penetration hole thus forming the crater input profile. As time goes, the jet moves into the target forming a classical shaped-charge penetration hole.

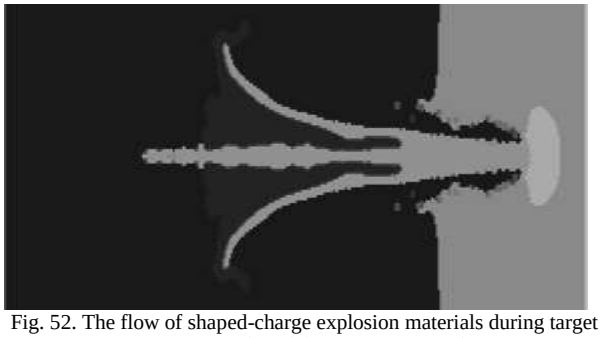


Fig. 52. The flow of shaped-charge explosion materials during target penetration at the 26.6 μs point of time. Formation of a crater in the target.

By the 35 μs point of time, target penetration has essentially finished, though the shaped-charge jet formation stills continues. Active substance is brought into the penetration hole along with the jet, Fig. 53.

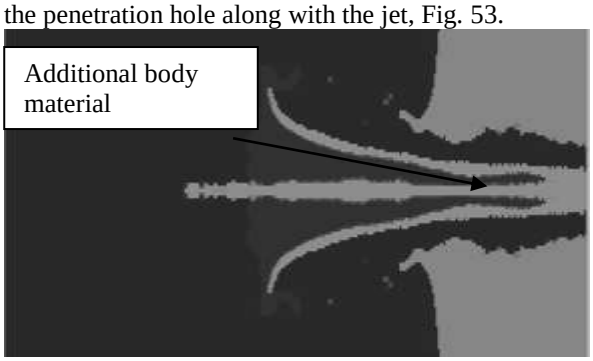


Fig. 53. The flow of shaped-charge explosion and target materials at the 35.4 μs point of time. Bringing of active substance into the target crater

Though the target has already been penetrated, final formation of the shaped-charge jet is far from being finished yet. The established focal length is too small for this shaped-charge explosion.

High-Velocity Jets of Shaped Charges. Innovative technology of creating hyper shaped charges makes it possible to devise shaped charges characterised by super velocity of the shaped-charge jet head which considerably exceeds maximum velocity of shaped charges in classical shaped-charge effect mode. In case of classical shaped-charge effect mode, exceeding maximum gas-dynamic velocity of a shaped-charge jet for each specific substance of lining material results in scattering of jet material along its radius, or to "internal explosion".

Creation of a required increased Z axial velocity of a shaped-charge jet at the expense of energy of an additional body before impingement of lining elements on the charge symmetry axis and during jet formation allows overcoming this limitation. Now, shaped-charge explosion obtains the possibility of creating high maximum jet velocities subject to the required explosive energy, geometrical dimensions and relevant structures that enable using explosion energy to create the required axial V_z velocities and radial V_r velocities of lining elements. This allows formation of a super velocity shaped-charge jet without its disintegration. If additional V_z velocity is small, the shaped-charge flow mode goes into classical domain creating a thin jet and thick massive stamp.

Let us give an example of a charge that allows producing super velocity shaped-charge aluminium jets in the shaped-charge hyper action mode with density of jet equal to density of initial lining material. It is of crucial importance since earlier it was believed that running-away of massive jets to super velocities was impossible.

Fig. 54 shows a shaped charge with cylindrical aluminium lining, wherein semi-spherical iron lining of an additional shaped charge rests upon a copper disk former. The bottom former covers lining of the primary charge. The objective of this shaped charge is to transform explosion energy into kinetic energy of iron lining and, upon impingement with the copper disk former, to transfer it for formation of the primary charge shaped-charge jet. Upon explosion, the primary charge with pure cylindrical aluminium lining creates a gradient shaped-charge jet at the expense of the explosive layer which reduces from the former to the beginning of lining. The detonation wave has a plain front. Octogene with the density of 1.75 g/cm^3 is used as an explosive. The charge diameter is 70 mm, and its length is 60 mm. The objective of this charge is to produce a shaped-charge jet in the shaped-charge hyper action mode with high maximum velocity and weight. This can be accomplished due to powerful momentum of V_z velocity transferred by the semi-spherical charge through the disk former to the cylindrical lining, since own V_z velocity during its compression is small. However, owing to a large radius during compression of lining by explosion, anomalously high V_r velocity is formed. Upon collapse on the symmetry axis, it creates anomalously high pressure, following which a shaped-charge jet starts formation at the expense of pressure reflection from the free surface of compression area and powerful momentum flux from the former. This momentum protects the jet substance against disintegration ("internal explosion") and increases jet velocity. This charge can also be considered as a combined charge-tandem.

Fig. 55 shows the time point of lining collapse on the symmetry axis prior to beginning of shaped-charge jet formation. At the initial point of time, collapse of the primary lining elements proceeds at an angle of 180 degrees, which yields maximum pressures to form a shaped-charge jet. The diagram shows pressures at the time point of impingement of jet substance elements along the symmetry axis and along the radius specified by coordinate axes. This pressure is contained by material of the complex former transferring V_z momentum to substance of the primary lining, and by the lining substance flowing onto the symmetry axis and ready to form a shaped-charge jet. The maximum pressure value exceeds 500 MPa and oc-

cupies the entire thickness of lining substance along the symmetry axis.

By the 6.8 μs point of time after charge detonation, a shaped-charge jet was formed, Fig. 56.

It is a super velocity jet with maximum velocity of 21 km/s and density on the symmetry axis in the jet head and long its length, close to normal density of aluminium. The domain earlier occupied by high pressure has been displaced from the substance flux, flowing into the jet, and has formed a stamp, through which it continues transfer energy of substance of the complex former. At the 13 μs point of time, actually all lining substance has gone into the jet apart from this initial domain. It has decreased V_z velocity and gradually increases it at the expense of a higher jet velocity. Fig. 57 shows the flow pattern at the end of the process under consideration. The jet end is sufficiently high and exceeds 7 km/s.

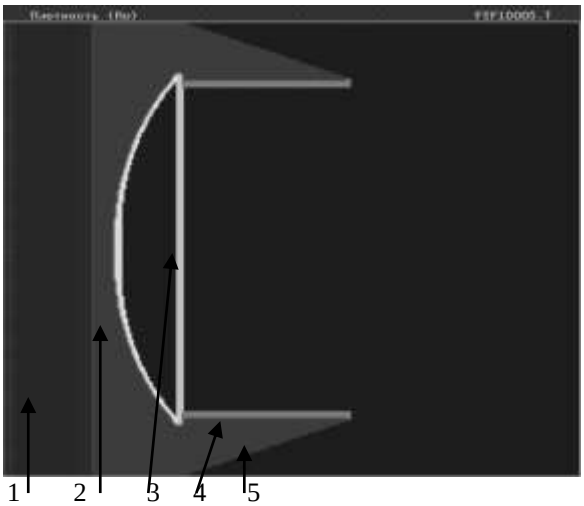


Fig. 54. 1—explosive detonation products, 2—iron lining of auxiliary charge with a copper disk former (3), 4—aluminium lining of primary charge, 5—primary charge explosive

Apart from the crucial point such as existence of shaped-charge velocities exceeding common ones in classical shaped-charge effect mode, super velocity jets are of great practical importance. They provide a basis for creation of jet torpedoes for destruction of tools stalled in wells during drilling, creation of micro-tandem devices to perforate wells, creation of plane jets for preparation of hydraulic fracturing from axially symmetrical jets using additional nozzle-type bodies, and many other things.

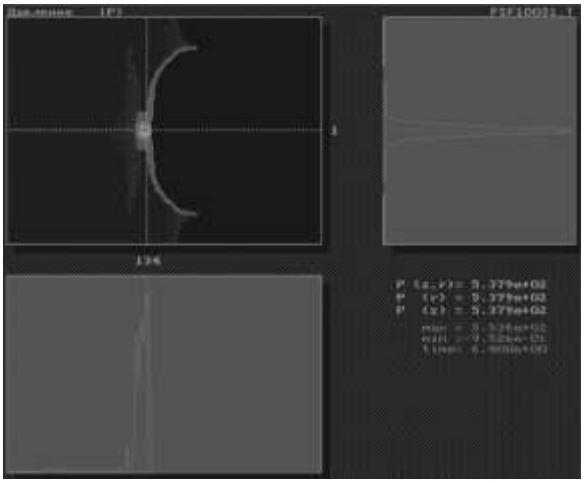


Fig. 55. Pressure on the symmetry axis upon collapse of the primary lining

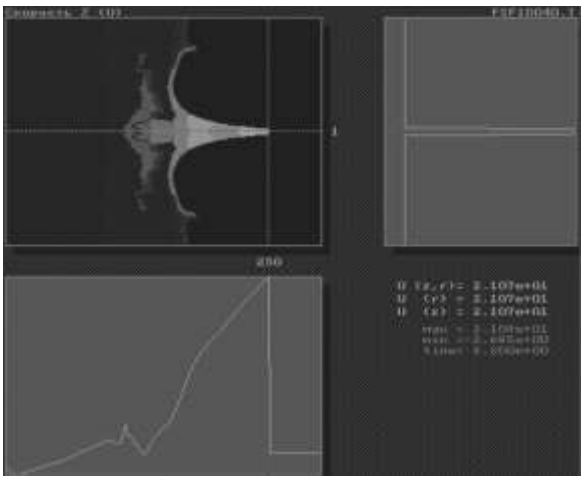


Fig. 56. Formation of a hyper shaped-charge super velocity jet

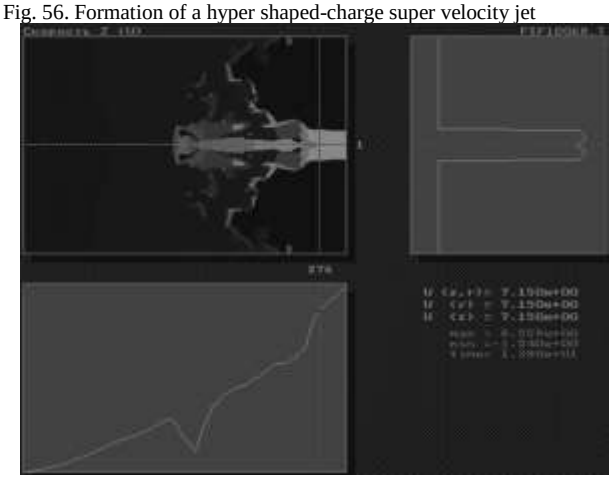


Fig. 57. V_z axial velocity of the super-velocity jet tail

These are only scattered examples characterizing a part of the work performed. Its key points are confirmed by a physical experiment.

We propose an RF patent (RF Patent 2412398) containing the above and other examples patented and

additional research of this new shaped-charge effect type—shaped-charge hyper effect in the form of a book report that provides additional details updating and elaborating this process. Knowledge and experience can be additionally patented to ensure protection of rights of this property owner.

Acknowledges. The paper in Russian was published in: "Нефтегазовые технологии" (Oil & Gas Tecnology) №12, 2011, 37-44, часть 1. "Нефтегазовые технологии" (Oil & Gas Tecnology) №1, 2012, 16-32, часть 2.

Vladilen F. Minin was born on May 27, 1932. Dr. Minin is a graduate of the Moscow Physical-Technical Institute and is a full Professor. His professional career began as a teacher of night school. In 1958, at the invitation of M.A.Lavrent'ev, he moved from Moscow to work in the Novosibirsk Academytown. His scientific activity began in Institute of Hydrodynamics where at first time he has been researching the interaction of shock waves and cavitation effect. He discovered a cumulative jet formation effect under the collapsing of a bubble in water on incident shock wave. In 1966 he has established and transferred to the State Special Buro "SOSNA" ("Pine") which in 1968 was transformed in the Institute of Applied Physics under his leaderships. For more than 30 years Prof. V.F.Minin's has been the Supervisor of Studies and General Director for Institute of Applied Physics in Novosibirsk. Some of his many citations and achievements include; The Red Banner Award of Labor, he is the winner of the State premium of the USSR, academician of the Academy of Technical Science of The Russian Federation, he is the founder and President of the Uralo-Siberian branch of the Academy of Technological Sciences of Russia. He is the winner of the Order of Lenin as well as numerous other awards and medals for his scientific and academic achievements. Dr. Minin has also authored the openings of more than 600 technical proceedings, and holds patents on more than150 inventions. In 1988, for his work in the creation of computer facilities and technological advancements in computer experiments, Prof. Minin V.F. was awarded The State Medal of the U.S.S.R., 1st Class.

Oleg V. Minin is a full Professor in the Department of Information Protection at Novosibirsk State Technical University (NSTU), Russia. From 1982 to 200 I, he was Chief Research Scientist at the Institute of Applied Physics, Novosibirsk, Russia. Dr. Minin received a BA in Physics rrom the Novosibirsk State University, a PhD in Physics from Tomsk State University in 1987, and a Doctor of science from NSTU in 2002. Dr. Minin has over twenty years of international industrial and academic experience, and has played key roles in a number of projects, including three-dimensional millimeter-wave real-time imaging and antiterrorism applications. He is the author or coauthor of approximately 350 research articles, seven monographs (including DijJractive Optics of Millimeter Waves (JOP Publisher, 2004) and Basic Principles of Fresnel Antenna Arrays (Springer, 2008», and has been awarded 24 patents and inventions. He is the author of several books and book chapters in technical publications. Dr. Minin's research interests are in the areas of diffractive optics and antenna experiments (including explosive plasma antennas), millimeter-wave and THz photonics and nanophotonics, intormation security, detection of hidden weapons as well as development of antiterrorism devices, experiment technologies, explosive physics. He is a member of SPIE, COST-284, and COST-ic0603. Prof. Minin has been an invited lecturer at several international universities and institutions, and has served on a number of national and international conference committees. For his work, Dr. Minin was awarded the Commendation for Excellence in Technical Communications (LaserFocus World, 2003) and a commendation by the Minister of Defense of Russia, 2000. Dr. Minin was included in Marques Who 's Who in the World.

Igor V. Minin is a full Professor in the Department of Information Protection at Novosibirsk State Technical University (NSTU), Russia. From 1982 to 200 I, he was Chief Research Scientist at the Institute of Applied Physics, Novosibirsk, Russia. Dr. Minin received a BA in Physics from the Novosibirsk State University, a PhD in Physics from Leningrad Electro-Technical University in 1986, and a Doctor of science from NSTU in 2002. Dr. M inin has over twenty years of international industrial and academic experience, and has played key roles in a number of projects, including three-dimensional millimeter-wave real-time imaging and antiterrorism applications. He is the author or coauthor of approximately 350 research articles, seven monographers (including DijJractive Optics of Millimeter Waves (lOP Publisher, 2004) and Basic Principles of Fresnel Antenna Arrays (Springer, 2008», and has been awarded 24 patents and inventions. He is the author of several books and book chapters in technical publications. He has been the editor of several books, including Microwave and Millimeter Wave Technologies Modern UWB Antennas and Equipment (IN-TECH, 201 0) and Microwave and Millimeter Wave Technologies from Photonic Bandgap Devices to Antenna and Applications (IN-TECH, 20 1 0). Dr. Minin's research interests are in the areas of diffractive optics and antenna theory (including explosive plasma antennas), millimeter-wave and THz photonics and nanophotonics, information security, detection of hidden weapons as well as development of antiterrorism devices, calculation experiment technologies, and explosive physics. He is a member of SPIE, COST-284, and COST-c0603. Prof. Minin has been an invited lecturer at several international universities and institutions, among them the IEEE Singapore EMCS Chapter, and has served on a number of national and international conference committees. For his work, Dr. Minin was awarded the Commendation for Excellence in Technical Communications (LaserFocus World, 2003), and commendation by the Minister of Defense of Russia, 2000. Dr. Minin was included in Marques Who 's Who in Science and Engineering.

Определение распределения ёмкости на микрополосковой линии методом конечных элементов

Константин Якубович Аубакиров[1], Денис Владимирович Вагин[2], Михаил Григорьевич Рубанович[2], Алексей Андреевич Столяренко[2]

[1]Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск

[2]Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

Аннотация **- Исследован метод расчёта распределения ёмкости в поперечном сечении микрополосковой линии. В расчёте используется непосредственное решение краевой задачи методом конечных элементов и расчёт при предварительном конформном отображении интегрируемой области. Использованные алгоритмы позволяют определять парциальную ёмкость на любом дискретном интервале поперечного сечения полосковой линии на диэлектрической поверхности.**

Ключевые слова: микрополосковая линия, ёмкость, потенциал, однородное поле, краевая задача, метод конечных элементов.

I.Введение

Для проектирования радиотехнических устройств необходимо вычислять реактивные параметры микрополосковых линий передачи. Это позволяет рассчитать рабочие параметры линии. Для расчёта ёмкостных параметров на единицу длины микрополосковой линии возможно непосредственное решение электростатической задачи для пространства, которое представляет половину симметричного пространства относительно середины микрополосковой линии. Можно использовать любой численный метод решения дифференциальных уравнений в частных производных эллиптического типа. Для расчёта использован метод конечных элементов.

II.Математическая модель

Вычислить значения емкости металлического полоска можно найдя распределение потенциала электрического поля $v(x,z)$, такого, что $E=-gradv$ в области Ω (ввиду симметрии расчетной области рассматривается только ее половина) схематично изображенной на рис.1.

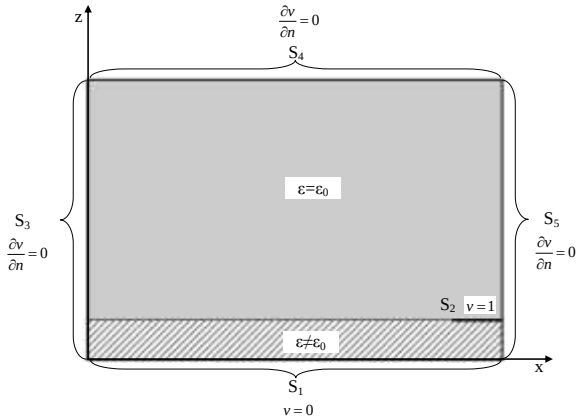


Рис. 1. Исходная расчетная область

Граница S_5 является плоскостью симметрии, поэтому на ней должно быть задано однородное второе краевое условие на потенциал v. Границы S_3 и S_4 предполагаются достаточно удаленными, поэтому для них также будет справедливым однородное второе краевое условие для потенциала v. Граница S_2 является поверхностью металлического полоска.

Соответствующая дифференциально-краевая задача будет иметь вид:

$$-\mathrm{div}\left(\varepsilon \mathrm{grad} v\right)=0, \qquad (1)$$

$$v\big|_{S_1}=0,\ v\big|_{S_2}=1,\ \frac{\partial v}{\partial n}\bigg|_{S_3}=0,\ \frac{\partial v}{\partial n}\bigg|_{S_4}=0,\ \frac{\partial v}{\partial n}\bigg|_{S_5}=0 \qquad (2)$$

Для решения этой краевой задачи воспользуемся методом конечных элементов (МКЭ) с треугольными конечными элементами [1]. Выпишем для уравнения (1) с краевыми условиями (2) вариационную постановку в форме Галеркина.

$$\int_{\Omega} \varepsilon \mathrm{grad} v \cdot \mathrm{grad} w_0 \Omega = 0 \qquad v\in H_g^1,\ \forall w_0 \in H_0^1, \qquad (3)$$

где H_g^1 – это пространство функций, имеющих суммируемые с квадратом производные и удовлетво-

ряющих заданным в (2) краевым условиям первого рода, а H_0^1 – пространство функций, имеющих суммируемые с квадратом производные и равные нулю на границах S_1 и S_2.

Будем искать приближенное решение v^h потенциала v в виде линейной комбинацией финитных базисных функций ψ_j с весами q_j

$$v^h = \sum_{j=1}^{n} q_j \psi_j \,, \qquad (4)$$

где n – число узлов конечноэлементной сетки. Выбирая в качестве пробных функций w_0 функции ψ_i, $i \notin N^{bd}$, где N^{bd} – набор индексов соответствующих узлам сетки, в которых заданны краевые условия первого рода, и подставляя (4) в (3) получаем СЛАУ вида:

$$\sum_{j=1}^{n} \left(\int_{\Omega} \varepsilon \operatorname{grad} \psi_j \cdot \operatorname{grad} \psi_i \Omega \right) q_j = 0 \,. \qquad (5)$$

Для решения этой СЛАУ использовался метод сопряженных градиентов (МСГ).

Искомое значение емкости C может быть вычислено по полученному в результате решения задачи (1-2) распределению электрического поля. Для этого надо проинтегрировать нормальную составляющую вектора напряженности электрического поля по поверхности полоска (по границе S_2):

$$C = \int_{S_2} \varepsilon E_n dS \,.$$

При конформном отображении расчетная область примет вид изображенный на рис.2.

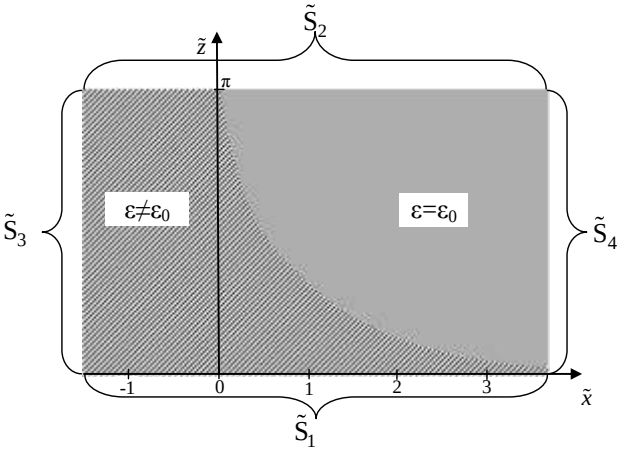


Рис. 2. Часть конформно отображенной расчетной области вблизи раздела материалов с разной диэлектрической проницаемостью

В этом случае краевые условия для потенциала электрического поля $v = v(\tilde{x}, \tilde{z})$ на соответствующих границах такие же как и в исходной расчетной области. Метод численного расчета распределения потенциала v полностью совпадает с описанным для исходной расчетной области. Однако для вычисления емкости по описанному в работе методу интегрировать нормальную составляющую вектора напряженности электрического поля в данном случае нужно уже не по всей поверхности $\tilde{S}_2$ а только по той ее части, которая соответствует реальному размеру металлического полоска. Причем для вычисления значения емкости полученное после интегрирования значение должно быть подставлено в формулу $C = \frac{q}{v} = \frac{\varepsilon_a \cdot S}{\pi}$ где q – заряд на полоске, v – напряжение между полоском и заземлённым основанием, π – расстояние между полоском и заземлённым основанием, ε_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость, S – площадь равная произведению $\Delta\varepsilon \cdot 1_{pr}$, где 1_{pr} - единичная продольная длина полоска. Полученная величина ёмкости между соответствующими точками ε конформно отображённой плоскости равна ёмкости между точками в исходной плоскости Z в соответствии со свойством инвариантности ёмкости при конформных отображениях.

III. Результаты численного моделирования

Ниже приведены результаты расчетов для двух моделей. Расчеты выполнялись на нескольких вложенных сетках. Погрешность результатов вычислений не превышает 1%.

В первой модели ширина полоска равна 1мм, толщины – 6мк, расстояние до заземлённого основания 1мм, а значении диэлектрической проницаемости диэлектрика $\varepsilon=9.6\varepsilon_0$. Во второй модели ширина полоска равна 6мм, толщины – 6мк, расстояние до заземлённого основания 4мм, а значении диэлектрической проницаемости диэлектрика $\varepsilon=6.6\varepsilon_0$.

На рисунке 3 показано распределение удельного значения заряда Q^{ud} [Кл/(В·м^2)] по нижней (со стороны диэлектрика) по верхней (со стороны воздуха) поверхности металлического полоска для обеих моделей.

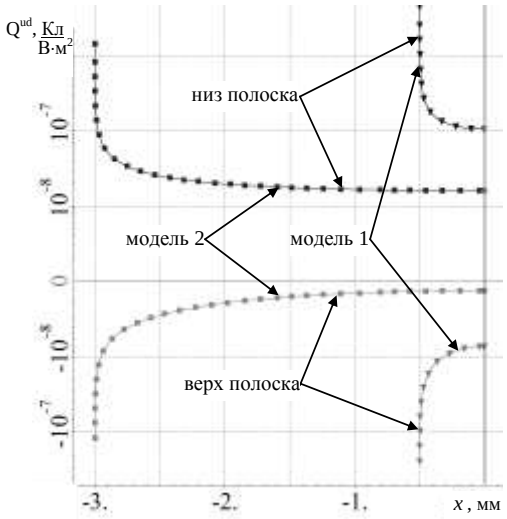


Рис. 3. Распределение удельного значения заряда по поверхности полоска

На рисунке 4 показано распределение удельного значения заряда $\tilde{Q}^{ud}$ [Кл/(В·м^2)] на границах $\tilde{S}_1$ и $\tilde{S}_2$ в конформно отображенной расчетной области.

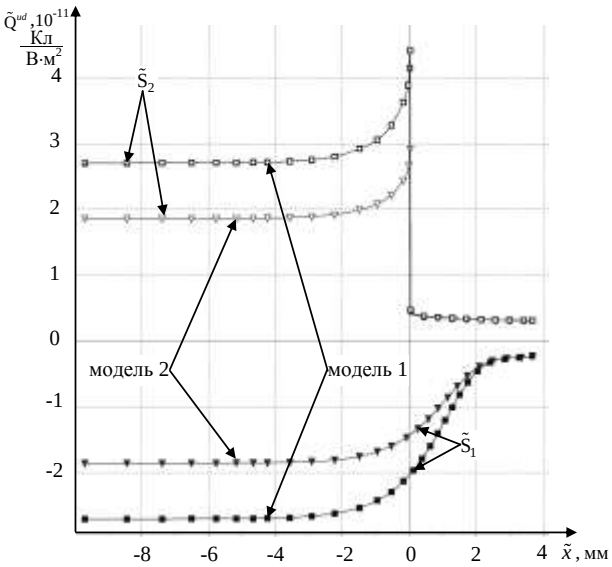


Рис. 4. Распределение удельного значения заряда на границах $\tilde{S}_1$ и $\tilde{S}_2$

Полученные значения емкости полоска для модели 1 составило 170пФ (без учета диэлектрика 26.45пФ), а для модели 2 – 151пФ (без учета диэлектрика 32пФ).

Список литературы

[1] Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. – НГТУ. – Новосибирск, 2007.

Исследование параметрического взаимодействия микроволнового СВЧ резонатора с наномеханическим резонатором

Я. С. Гринберг[1], А. А. Штыгашев[1], Ю. Г. Пейсахович[1], А. Н. Султанов[1]
[1]*Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия*

***Аннотация* – Статья посвящена расчету динамических и флуктуационных характеристик наноэлектромеханической системы, состоящей из микроволнового СВЧ резонатора и взаимодействующего с ним посредством емкостной связи низкочастотного механического резонатора, размеры которого лежат в нанометровой области. В линейном приближении проведено теоретическое исследование флуктуационных и динамических характеристик наномеханического резонатора. Получены аналитические выражения для амплитуды колебаний наномеханического резонатора, его эффективного затухания и частотной расстройки, а также спектральной плотности его флуктуаций как функций вынуждающей микроволновой частоты и входной микроволной мощности. Рассчитаны амплитудно- частотные характеристики и спектр флуктуаций нозкочастотного сигнала модуляции на выходе микроволнового тракта, обусловленные влиянием наномеханического резонатора. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании сверхчувствительных измерительных устройств на основе наномеханических резонаторов.**

***Ключевые слова* – СВЧ резонатор, наномеханический резонатор, параметрический резонанс.**

I. Введение

В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ наноэлектромеханические системы (НЭМС) являются объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований, что объясняется множеством возможных многообещающих применений: от чувствительных измерений ультраслабых сил до детектирования индивидуальных спинов. В настоящей работе рассматривается система, состоящая из низкочастотного наноразмерного механического резонатора (НМР), являющегося одной из пластин электрического конденсатора, параллельно связанного с высокочастотным резонансным контуром (микроволновым резонатором). Хорошо известно, что в подобных системах добротность и эффективная температура НМР в значительной степени зависят от частоты и входной мощности резонансного контура [1–5]. Недавние эксперименты показывают, что, связав на одном чипе наномеханический резонатор с микроволновым резонатором, можно добиться уменьшения флуктуаций смещения НМР вплоть до уровня или ниже стандартного квантового предела [6–8].

На Рис. 1 представлена блок- схема НЭМС, которая анализируется в настоящей работе.

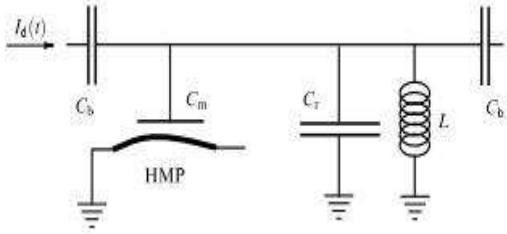


Рис.1 Наноэлектромеханическая система, состоящая из НМР и связанного с ним микрополоскового резонатора:I_d-ток возбуждения; C_b-ёмкость, связывающая внешнюю измерительную линию с микроволновым резонатором; C_r-ёмкость микрополоскового резонатора; L-индуктивность резонатора; C_m-ёмкость механического резонатора

СВЧ резонатор возбуждается высокочастотным сигналом, частота которого (как правило, несколько ГГц) близка к собственной частоте микрополоскового резонатора. Наномеханический резонатор, собственная частота которого значительно ниже частоты СВЧ резонатора (как правило, порядка нескольких МГц) представляет собой наноразмерный конденсатор, одна из пластин которого может под действием кулоновских сил колебаться вдоль перпендикулярного направления. Эти колебания в свою очередь приводят к параметрическим колебаниям собственной частоты СВЧ резонатора, что, в свою очередь, приводит к модуляции выходного сигнала СВЧ тракта. Эта система обладает довольно богатой динамикой. С помощью высокой частоты можно изменять затухание механического осциллятора, охлаждая или нагревая его фундаментальную моду, что важно, если механический осциллятор используется в качестве чувствительного детектора при измерении малых сил. И наоборот, механический осциллятор может служить в качестве «усилителя» слабого высокочастотного сигнала [9].

Впервые рассматриваемая здесь система исследовалась в контексте поиска гравитационных волн [1,2]. Современные технологии позволяют реализовать та-

кие системы в твердотельном исполнении на одном чипе, что открывает новые возможности по их использованию в качестве основы для создания сверхчувствительных измерительных устройств. Известны также применения подобной схемы в оптомеханических системах [10], где в качестве высокочастотного резонатора используется оптическая полость, а роль механического осциллятора играет один из подвижных торцов полости.

II. Исходные уравнения

Обозначим через C_m и C_0 емкость механического осциллятора и СВЧ резонатора, соответственно. Положим $C_m << C_0$, где $C_m=\varepsilon_0 S/(d+x)$, S- площадь пластин, d- равновесное расстояние между пластинами, x- смещение подвижной пластины, под действием кулоновских сил. В линейном приближении, считая x<<d, получим уравнение для полного заряда $q=q_0+q_m$:

$$\ddot{q}+\Gamma_r\dot{q}+\omega_r^2 q+\varepsilon\omega_r^2\frac{x}{d}q=\frac{1}{L}\left(V_f(t)+V_{rf}\cos\omega t\right) \quad (1),$$

где $\varepsilon=C^0_m/C_0$, $C^0_m=\varepsilon_0 S/d$, $\omega^2_r=1/L(C^0_m+C_0)$, L- индуктивность микроволнового резонатора. Γ_r- параметр затухания, V_{rf}- амплитуда СВЧ сигнала возбуждения, ω- частота возбуждения, $V_f(t)$- источник электрических тепловых флуктуаций.

Точное уравнение для смещения механического осциллятора имеет следующий вид:

$$\ddot{x}+\Gamma_m\dot{x}+\omega_m^2 x=-\frac{q_m^2}{2mC_m^0 d}+\frac{F_f(t)}{m}+\frac{F_0}{m}\cos\Omega_m t \quad (2)$$

где m, Γ_m, ω_m, q_m- соответственно, масса, затухание, собственная частота и заряд емкости механического осциллятора, F_0- амплитуда внешней возбуждающей силы, Ω_m- внешняя частота возбуждения, $F_f(t)$- источник механических тепловых флуктуаций.

Поскольку емкости C_0 и C_m включены параллельно, то между зарядами q и q_m существует очевидное соотношение $q_m=qC_m/(C_m+C_0)$, так что в линейном по x/d приближении $q_m\approx\varepsilon(1-x/d)$. Подставив это выражение в (2) мы получим уравнение для механического осциллятора в линейном по x/d приближении, которое вместе с уравнением (1) будет являться исходным для дальнейшего анализа.

II. Динамические и флуктуационные характеристики механического осциллятора

A. *Детерминированные колебания*

В настоящем разделе мы будем анализировать уравнения (1) и (2) в линейном приближении без учета флуктуационных источников $V_f(t)$ и $F_f(t)$. Решение уравнения (1) представим следующим образом: $q=q_0+q_1$, где q_0 описывает электрические колебания при фиксированной емкости C^0_m механического осциллятора:

$$\ddot{q}_0+\Gamma_r\dot{q}_0+\omega_r^2 q_0=\frac{V_{rf}}{L}\cos\omega t \quad (3)$$

Заряд q_1 представляет поправку, учитывающую смещение механического осциллятора, которая порядка x/d и удовлетворяет уравнению:

$$\ddot{q}_1+\Gamma_r\dot{q}_1+\omega_r^2 q_1=-\varepsilon\omega_r^2\frac{x}{d}q_0 \quad (4)$$

Уравнение для механического осциллятора примет вид:

$$\begin{aligned}\ddot{x}+\Gamma_m\dot{x}+\omega_m^2 x=&-\frac{\varepsilon^2}{2mC_m^0 d}\left(1-2\frac{x}{d}\right)q_0^2\\&-\frac{\varepsilon^2}{mC_m^0 d}q_0 q_1+\frac{F_0}{m}\cos\Omega_m t\end{aligned} \quad (5)$$

Решение уравнения (3) имеет очевидный вид $q_0=A\cos\omega t+B\sin\omega t$, где

$$A=\frac{V_{rf}}{L}\frac{\left(\omega_r^2-\omega^2\right)}{\left(\omega_r^2-\omega^2\right)^2+\left(\omega\Gamma_r\right)^2}; \quad (6а)$$

$$B=\frac{V_{rf}}{L}\frac{\left(\omega\Gamma_r\right)}{\left(\omega_r^2-\omega^2\right)^2+\left(\omega\Gamma_r\right)^2} \quad (6б)$$

Решение уравнения (4) ищем в следующем виде: $q_1=q_C(t)\cos\omega t+q_S(t)\sin\omega t$, где величины $q_{C,S}(t)$ медленно зависят от времени, так что ниже мы будем учитывать только их первые производные.

Подставив q_0 и q_1 в (4), получим для медленных переменных $q_C(t)$ и $q_S(t)$ следующие уравнения:

$$\begin{aligned}\left(\omega_r^2-\omega^2\right)q_c+2\omega\dot{q}_s+\omega\Gamma_r q_s&=-\varepsilon A\omega_r^2\frac{x}{d}\\\left(\omega_r^2-\omega^2\right)q_s-2\omega\dot{q}_c-\omega\Gamma_r q_c&=-\varepsilon B\omega_r^2\frac{x}{d}\end{aligned} \quad (7)$$

С другой стороны, подставляя q_0 и q_1 в (5) и усредняя по высокой частоте ω, получим:

$$\begin{aligned}\ddot{x}+\Gamma_m\dot{x}+\omega_m^2 x=&-\frac{\varepsilon^2}{4mC_m^0 d}\left(1-2\frac{x}{d}\right)(A^2+B^2)\\&-\frac{\varepsilon^2}{2mC_m^0 d}(Aq_c(t)+Bq_s(t))+\frac{F_0}{m}\cos\Omega_m t\end{aligned} \quad (8)$$

Далее будем считать, что частота возбуждения электрического резонатора лежит в области его резонансных частот: $\omega^2_r-\omega^2\approx2\omega_r\Delta$, где $\Delta=\omega_r-\omega$. Переходя в

уравнениях (7) и (8) к Фурье компонентам $x(\Omega)$, $q_C(\Omega)$, $q_S(\Omega)$ по низкой частоте Ω, получим:

$$\begin{aligned}\Delta q_c(\Omega)+\left(i\Omega+\gamma\right)q_s(\Omega)&=-\frac{\varepsilon A\omega_r}{2}\frac{x(\Omega)}{d}\\ -\left(i\Omega+\gamma\right)q_c(\Omega)+\Delta q_s(\Omega)&=-\frac{\varepsilon B\omega_r}{2}\frac{x(\Omega)}{d}\end{aligned}\qquad(9)$$

где $\gamma=\Gamma_r/2$.

$$\begin{aligned}&\left(\omega_m^2-\Omega^2+i\Omega\Gamma_m\right)\frac{x(\Omega)}{d}=2D\frac{x(\Omega)}{d}\left(A^2+B^2\right)\\ &-2D\left(Aq_c(\Omega)+Bq_s(\Omega)\right)+\frac{F_0(\Omega)}{md}\end{aligned}\qquad(10)$$

где $F_0(\Omega)=\pi F_0\left(\delta(\Omega+\Omega_m)+\delta(\Omega-\Omega_m)\right)$

Решая уравнения (9), выразим Фурье компоненты $q_C(\Omega)$, $q_S(\Omega)$ через $x(\Omega)$:

$$q_c(\Omega)=\frac{\varepsilon\omega_r}{2}\frac{x(\Omega)}{d}\frac{-\Delta A+B\left(i\Omega+\gamma\right)}{\Delta^2+\gamma^2-\Omega^2+i2\Omega\gamma}\qquad(11а)$$

$$q_s(\Omega)=-\frac{\varepsilon\omega_r}{2}\frac{x(\Omega)}{d}\frac{\Delta B+A\left(i\Omega+\gamma\right)}{\Delta^2+\gamma^2-\Omega^2+i2\Omega\gamma}\qquad(11б)$$

Теперь уравнение (10) можно записать в виде: $Z(\Omega)x(\Omega)=F_0(\Omega)/m$, где $Z(\Omega)=Z'(\Omega)+i\,Z''(\Omega)$

$$Z'(\Omega)=\omega_m^2-\Omega^2-D\left(A^2+B^2\right)\times\left[2+\omega_r\varepsilon\frac{\Delta\left(\gamma^2+\Delta^2-\Omega^2\right)}{\left(\gamma^2+\Delta^2-\Omega^2\right)^2+\left(2\gamma\Omega\right)^2}\right]\qquad(12а)$$

$$Z''(\Omega)=\Omega\left[\Gamma_m+\varepsilon D\left(A^2+B^2\right)\frac{2\omega_r\Delta\gamma}{\left(\gamma^2+\Delta^2-\Omega^2\right)^2+\left(2\gamma\Omega\right)^2}\right]\qquad(12б)$$

где $D=\varepsilon^2/4mC^0_md^2$.

Коэффициент $D(A^2+B^2)$ в (12а) и (12б) выразим через волновое сопротивление $Z_0=(L/C_0)^{1/2}$, резонансную частоту $\omega^2_r=1/LC_0$ и подводимую мощность $P_{rf}=V^2_{rf}/Z_0$. Тогда

$$\varepsilon D\left(A^2+B^2\right)=\frac{\varepsilon^2P_{rf}\omega_r}{16md^2}\frac{1}{\Delta^2+\gamma^2}\qquad(13)$$

Эффективные затухание и расстройку механического осциллятора запишем в следующем виде:

$$\Gamma_e=\Gamma_m+\eta\varepsilon^2f_\Gamma(\Omega)\qquad(14а)$$

$$\omega_e^2=\omega_m^2-\eta\varepsilon\gamma f_\omega(\Omega)\qquad(14б)$$

где $\eta=P_{rf}\omega_r/16md^2\gamma^3$ и

$$f_\Gamma(\Omega)=\frac{\gamma^4}{\left(\Delta^2+\gamma^2\right)}\left[\frac{2\Delta\omega_r}{\left(\Delta^2+\gamma^2-\Omega^2\right)^2+\left(2\gamma\Omega\right)^2}\right]\qquad(15а)$$

$$f_\omega(\Omega)=\frac{\gamma^2}{\Delta^2+\gamma^2}\left[2+\varepsilon\frac{\omega_r\Delta\left(\gamma^2+\Delta^2-\Omega^2\right)}{\left(\gamma^2+\Delta^2-\Omega^2\right)^2+\left(2\gamma\Omega\right)^2}\right]\qquad(15б)$$

Из (14а) и (15а) следует, что при положительной расстройке $\Delta>0$, соответствующей левому склону кривой высокочастотного резонанса, затухание механического осциллятора возрастает, то есть он охлаждается, передавая свою энергию в микроволновой резонатор. В противоположном случае, когда $\Delta<0$, что соответствует правому склону резонансной кривой, затухание механического осциллятора уменьшается, то есть он разогревается, поглощая энергию из микроволнового резонатора.

Таким образом, детерминированные колебания механического осциллятора можно представить в обычном виде $x(t)=R\cos(\Omega_m t+\varphi)$, где амплитуда

$$R=F_0/m\sqrt{\left(\omega_e^2(\Omega_m)-\Omega_m^2\right)^2+\Omega_m^2\Gamma_e^2(\Omega_m)}\qquad(16)$$

Двумерный график зависимости амплитуды R детерминированного смещения от высокочастотной расстройки Δ и низкой частоты Ω показан на Рис. 2.

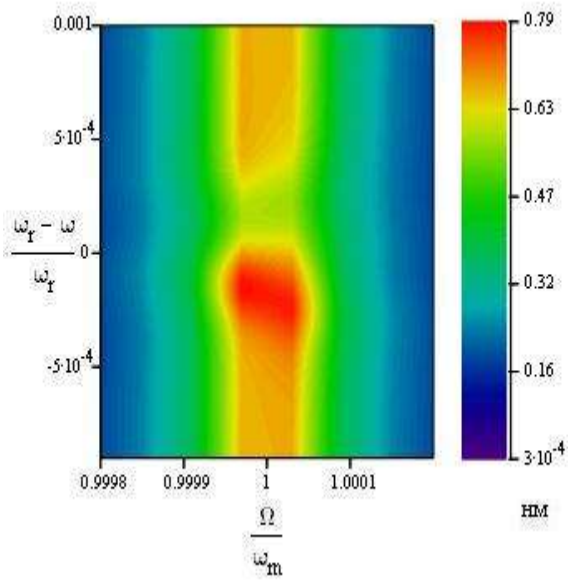


Рис.2. Зависимость амплитуды детерминированного смещения НМР от высокочастотной расстройки Δ и низкой частоты Ω

Этот и последующие графики рассчитывались при следующих параметрах: $m=10^{-11}$ г., $\omega_m/2\pi=2$ МГц, $\Gamma_m/2\pi=200$ Гц, d=1 мкм, $\omega_r/2\pi=7.5$ ГГц, $\Gamma_r/2\pi=3$ МГц, $C_0=1$ пФ, L=450 пГн, $T_r=T_m=100$ мК, $P_{rf}=10$ пВт, $F_0=0.1$ пН, $\varepsilon=0.01$. Из Рис.2 хорошо видно, что область максимальной амплитуды колебаний НМР лежит при отрицательной высокочастотной расстройке, когда $\Delta<0$.

B. Флуктуации смещения наномеханического осциллятора

Для учета флуктуаций в правые части уравнений (4) и (5) необходимо добавить флуктуационные источники $V_f(t)/L$ и $F_f(t)/m$. При этом флуктуациионную часть уравнения (5) можно записать Фурье компонентах как $Z(\Omega)x_f(\Omega)=F(\Omega)$, где величина $Z(\Omega)$ определена выше в уравнениях (12), $F(\Omega)=F_q(\Omega)+F_f(\Omega)/m$. Здесь $F_q(\Omega)$ учитывает вклад флуктуаций электрической части схемы, а $F_f(\Omega)$- это непосредственно тепловые флуктуации механического осциллятора.

Флуктуации заряда обозначим q_f, а флуктуационный источник напряжения на контуре представим в следующем виде: $V_f(t)=V_{fc}(t)\cos\omega t+V_{fs}(t)\sin\omega t$, где $V_{fc}(t)$ и $V_{fs}(t)$ независимые источники флуктуаций, имеющие в полосе СВЧ резонатора спектральные корреляторы, соответствующие стационарному белому шуму:

$$\left\langle V_{fc\Omega}V_{fc\Omega'}\right\rangle=\left\langle V_{fs\Omega}V_{fs\Omega'}\right\rangle=2\pi^2S_V(\omega_r)\delta(\Omega+\Omega') \tag{17}$$

где $\pi S_V(\omega_r)=L\Gamma_r\hbar\omega_r\coth\left(\hbar\omega_r/2k_BT_r\right)$ (18)

Флуктуации механического резонатора в его частотной полосе также будем считать стационарным белым шумом:

$$\left\langle F_{f\Omega}F_{f\Omega'}\right\rangle=2\pi^2S_f(\omega_m)\delta(\Omega+\Omega') \tag{19}$$

где $\pi S_f(\omega_m)=m\Gamma_m\hbar\omega_m\coth\left(\hbar\omega_m/2k_BT_m\right)$ (20)

Следовательно, спектральную плотность флуктуаций смещения механического осциллятора можно в общем виде записать как

$$S_x(\Omega)=2\pi^2S_F(\Omega)/\left|Z(\Omega)\right|^2 \tag{21}$$

где $S_F(\Omega)=S_f(\omega_m)/m^2+S_{F_q}(\Omega)$.

Величина $S_f(\omega_m)$, входящая в последнее выражение определена в (20). Для вычисления величины $S_{Fq}(\Omega)$ необходимо найти флукутационное решение уравнения (4) в приближении медленно меняющихся (по сравнению с ω) амплитуд $q_{fc}(t)$ и $q_{fs}(t)$: $q_{1f}(t)=q_{fc}(t)\cos\omega t+q_{fs}(t)\sin\omega t$. Решая совместно уравнения (4) и (5) для медленных флуктуационных фурье компонент $q_{fc}(\Omega)$ и $q_{fs}(\Omega)$, получим после рутинных вычислений, детали которых здесь не приводятся, спектральную плотность вклада электрических флуктуаций:

$$S_{F_q}(\Omega)=S_v(\omega_r)\frac{\varepsilon^2P_{rf}\omega_r}{64m^2d^2\gamma^4}f(\Omega) \tag{22}$$

где

$$f(\Omega)=\frac{\gamma^4}{\Delta^2+\gamma^2}\frac{\Delta^2+\gamma^2+\Omega^2}{\left[\left(\Delta^2+\gamma^2-\Omega^2\right)^2+\left(2\Omega\gamma\right)^2\right]}$$

Подставив выражения (20) и (22) в (21) мы получим спектральную плотность флуктуаций смещения механического резонатора. Ниже мы запишем эту величину в классическом пределе, когда $\hbar\omega_m<<k_BT_m;\hbar\omega_r<<k_BT_r$, где T_m и T_r- соответственно равновесные температуры механического осциллятора и микроволнового резонатора. При этом $\pi S_f(\omega_m)=2m\Gamma_mk_BT_m$; $\pi S_V(\omega_r)=2L\Gamma_rk_BT_r$ и для спектральной плотности флуктуаций смещения механического резонатора в этом пределе получим следующее выражение:

$$S_x(\Omega)=\frac{2\Gamma_mk_BT_m}{m\pi\left|Z(\Omega)\right|^2}\left(1+\varepsilon^2\frac{\eta}{2\Gamma_m}\frac{T_r}{T_m}f(\Omega)\right) \tag{23}$$

где величина η определена после формулы (14б).

Второе слагаемое в этом выражении определяется вкладом тепловых флуктуаций электрической части схемы.

Двумерный график спектральной плотности флуктуаций смещения НМР в зависимости от высокочастотной расстройки Δ и низкой частоты Ω показан на Рис. 3.

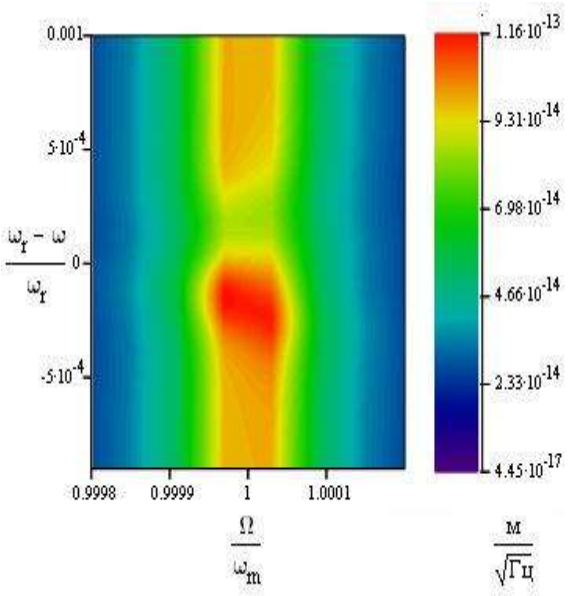


Рис.3. Спектральная плотность флуктуаций смещения НМР

Сравнивая графики на Рис. 2 и Рис. 3, мы видим, что они очень хорошо кореллируют друг с другом. Это объясняется тем, что при выбранных для расчета параметрах вклад электрических флуктуаций в (23) мал, так что основную роль играют тепловые флуктуации НМР.

III. Динамические и флуктуационные характеристики низкочастотного сигнала модуляции на выходе СВЧ резонатора

1. Амплитуда сигнала модуляции

В этом разделе рассматривается влияние колебаний и флуктуаций НМР на амплитуду и флуктуации высокочастотного сигнала на выходе микроволнового резонатора. Выходное напряжение СВЧ тракта имеет следующий вид

$$U = U_c(t)\cos\omega t + U_s(t)\sin\omega t \qquad (24)$$

где $U_C(t)$, $U_S(t)$- амплитуды низкочастотной модуляции, учитывающие влияние НМР. С другой стороны, выходной сигнал можно записать как $q/C=(q_0+q_1)/(C_0+C_m(x))$, где параметры, входящие в это уравнение, были определены в разделе II.

В линейном приближении, для низкочастотных амплитуд $U_C(t)$, $U_S(t)$ получим следующие выражения:

$$U_C(t) = \chi\left(A + A\frac{\varepsilon x(t)}{d} + q_c(t)\right) \qquad (25а)$$

$$U_S(t) = \chi\left(B + B\frac{\varepsilon x(t)}{d} + q_s(t)\right) \qquad (25б)$$

где $\chi=1/(C_0+C^0_m)$ и величины A и B определены в (6).

Перейдя в этих уравнениях к фурье компонентам $x(\Omega)$, $q_C(\Omega)$, $q_S(\Omega)$ по низкой частоте Ω и определяя эти компоненты из уравнений (9) и (10), получим для амплитуд модуляционного сигнала:

$$U_c(\Omega) = \frac{\chi\varepsilon\pi F_0}{2md}\sqrt{\frac{\left(B\gamma\omega_r - A\Delta\omega_r + 2A\alpha_1\right)^2 + \left(B\Omega\omega_r + 2A\alpha_2\right)^2}{\left(Z'^2 + Z''^2\right)\left(\alpha_1^2 + \alpha_2^2\right)}} \qquad (26а)$$

$$U_s(\Omega) = \frac{\chi\varepsilon\pi F_0}{2md}\sqrt{\frac{\left(A\gamma\omega_r + B\Delta\omega_r - 2B\alpha_1\right)^2 + \left(A\Omega\omega_r - 2B\alpha_2\right)^2}{\left(Z'^2 + Z''^2\right)\left(\alpha_1^2 + \alpha_2^2\right)}} \qquad (26б)$$

где $\alpha_1 = \Delta^2 + \gamma^2 - \Omega^2$, $\alpha_2 = 2\gamma\Omega$, действительная и мнимая части импеданса Z′ и Z″ определены в уравнениях (12).

Графики амплитуд косинусной и синусной компонент модуляционного сигнала приведены на Рис. 4 и Рис. 5. Характер зависимости этих амплитуд от высокой частоты в точке низкочастотного резонанса $\Omega=\omega_m$ соответствует примерно частотной зависимости величин A и B в уравнениях (6а) и (6б). Однако, амплитуда этих компонент сильно зависит от низкочастотной расстройки: при $\Omega-\omega_m\approx2\times10^{-4}\omega_m$ амплитуда сигнала модуляции падает примерно в пять раз.

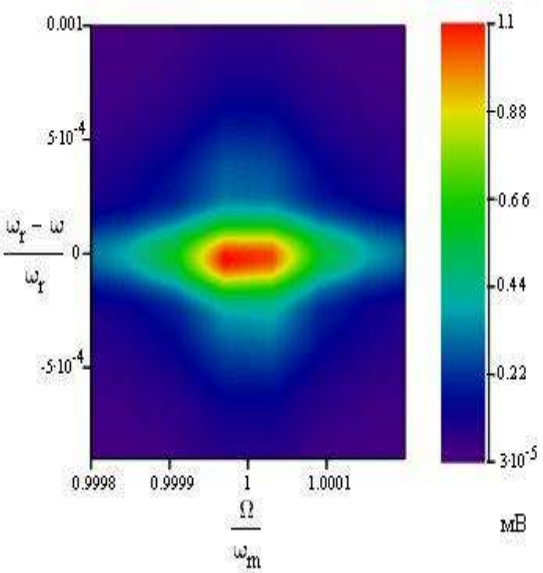


Рис.4. Амплитуда косинусной компоненты модулированного сигнала

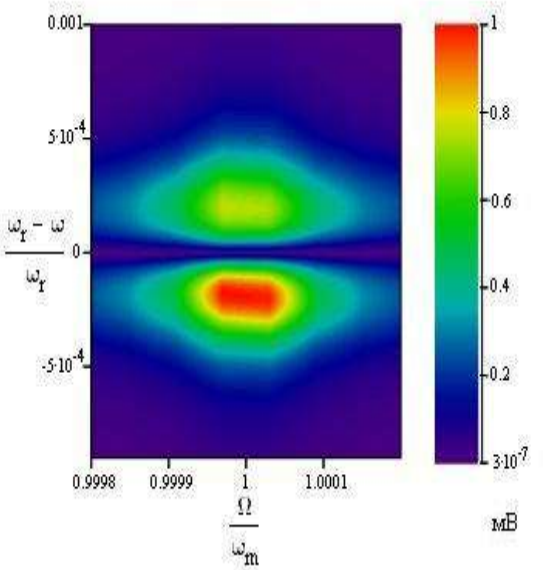


Рис.5. Амплитуда синусной компоненты модулированного сигнала

2. Флуктуации амплитуды модулированного сигнала

Флуктуационный сигнал можно представить в виде аналогичном (24):

$$U_f = U_C^f(t)\cos\omega t + U_S^f(t)\sin\omega t \qquad (27)$$

где $U^f_C(t)$, $U^f_S(t)$- статистически независимые флуктуации косинусной и синусной компонент высокочастотного выходного сигнала:

$$U_C^f(t) = \chi\left(A\frac{\varepsilon x_f(t)}{d} + q_{fC}(t)\right) \qquad (28а)$$

$$U_S^f(t) = \chi\left(B\frac{\varepsilon x_f(t)}{d} + q_{fs}(t)\right) \qquad (28б)$$

Отсюда получим формальное выражение для корреляторов соответствующих фурье компонент:

$$\left\langle U_C^f(\Omega)U_C^f(\Omega')\right\rangle = \left\langle q_{fc}(\Omega)q_{fc}(\Omega')\right\rangle + \left(\frac{A\varepsilon}{d}\right)^2\left\langle x_f(\Omega)x_f(\Omega')\right\rangle + \frac{A\varepsilon}{d}\left(\left\langle q_{fc}(\Omega)x_f(\Omega')\right\rangle + \left\langle x_f(\Omega)q_{fc}(\Omega')\right\rangle\right) \qquad (29а)$$

$$\left\langle U_S^f(\Omega)U_S^f(\Omega')\right\rangle = \left\langle q_{fs}(\Omega)q_{fs}(\Omega')\right\rangle + \left(\frac{B\varepsilon}{d}\right)^2\left\langle x_f(\Omega)x_f(\Omega')\right\rangle + \frac{B\varepsilon}{d}\left(\left\langle q_{fs}(\Omega)x_f(\Omega')\right\rangle + \left\langle x_f(\Omega)q_{fs}(\Omega')\right\rangle\right) \qquad (29б)$$

Корреляторы для медленных флуктуационных фурье компонент $q_{fc}(\Omega)$, $q_{fs}(\Omega)$ и $x_f(\Omega)$, которые входят в (29а,б), находятся из совместного решения уравнений (7) и (8), в правые части которых необходимо вставить флуктуационные источники $V_f(t)$ и $F_f(t)$, соответственно. Детальный расчет, который мы здесь не приводим в силу его громоздкости, показывает, что каждый из корреляторов, входящих в уравнения (29а,б), содержит вклад как от флуктуационного источника напряжений $V_f(t)$, так и от собственных флуктуаций $F_f(t)$ наномеханического резонатора.

Спектральные плотности флуктуаций амплитуд косинусной и синусной компонент модуляционного сигнала приведены на Рис. 6 и Рис. 7.

VI. Заключение

В настоящей работе проанализированы динамические и флуктуационные характеристики наноэлектромеханической системы, состоящей из микроволнового СВЧ резонатора и наномеханического резонатора, взаимодействующего с микроволновым трактом посредством емкостной связи. В линейном приближении получены аналитические выражения для амплитуды смещения НМР и спектральной плотности флуктуаций смещения НМР. Рассчитаны синусная и косинусная компоненты выходного модуляционного сигнала и его флуктуации. Полученные результаты можно использовать при практической реализации наноэлектромеханических устройств подобного типа.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках программы развития научного потенциала высшей школы, грант № 2.1.2./11.626.

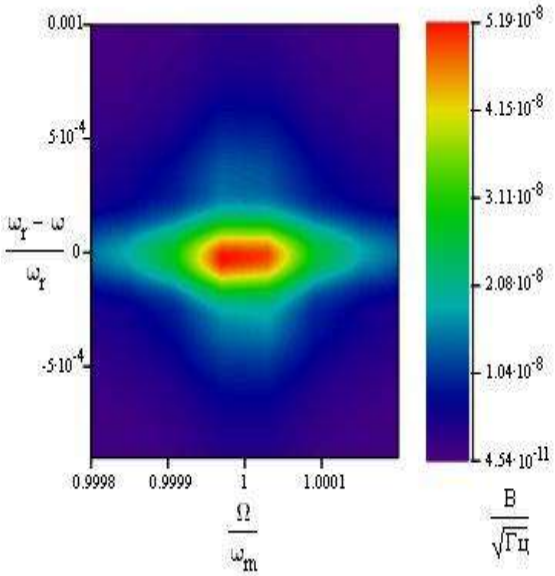


Рис.6. Спектральная плотность флуктуаций амплитуды косинусной компоненты модулированного сигнала

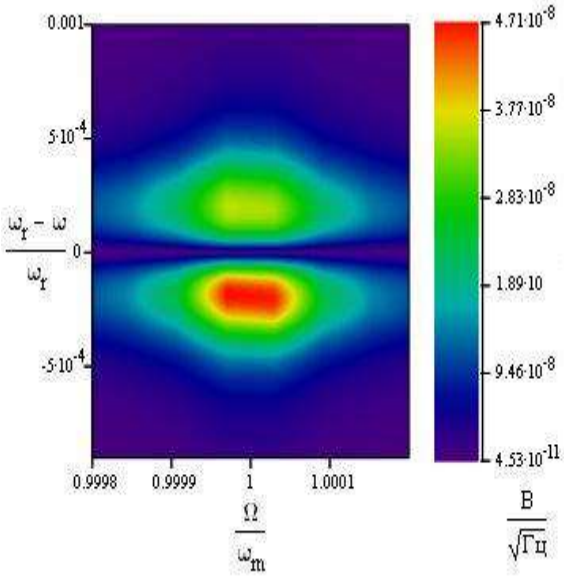


Рис.7. Спектральная плотность флуктуаций амплитуды синусной компоненты модулированного сигнала

Список литературы

[1] Брагинский В.Б. Физические эксперименты с пробными телами. – М.: Наука, 1970. – 136 с.

[2] Брагинский В.Б., Манукин А.Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. – М.: Наука, 1974. – 152 с.

[3] Wineland D.J. Cantilever cooling with radio frequency circuits / D. J. Wineland, J. Britton, R. J. Epstein, D. Leibfried, R. B. Blakestad, K. Brown, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and J. Wesenberg // e-print arXiv:quant-ph/0606180v1. – 2006.

[4] Brown K.R. Passive Cooling of a Micromechanical Oscillator with a Resonant Electric Circuit / K.R. Brown, J. Britton, R.J. Epstein, J. Chiaverini, D. Leibfried, D.J. Wineland // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. **99**. – P. 137–205.

[5] Grajcar M. Lower limit on the achievable temperature in resonator-based sideband cooling / M. Grajcar, S. Ash-hab, J. R. Johansson, and Franco Nori // Phys. Rev. B. – 2007. – V. **78**. – P. 035–406.

[6] Regal C.A. Measuring nanomechanical motion with a microwave cavity interferometer / C.A. Regal, J.D. Teufel, and K.W. Lehnert // Nature Phys. – 2008. – V. **4**. – P. 555–560.

[7] Teufel J.D., Donner T., Castellanos-Beltran M.A., Harlow J.W., Lehnert K.W. Nanomechanical motion measured with an imprecision below that at the standard quantum limit, Nature Nanotech. **4**, 820 (2009)

[8] Hertzberg J.B., Rocheleau T., Ndukum T., Savva M., Clerk A.A., Schwab K.C. Back-action-evading measurements of nanomechanical motion, Nature Physics **6**, 213 (2010).

[9] Massel F.,. Heikkila T. T., Pirkkalainen J.-M., S. U. Cho, Saloniemi H., Hakonen P. J. and Sillanpaa M. A. Microwave amplification with nanomechanical resonators Nature **480**, 351 (2011)

[10] Kippenberg T. J. and K. J. Vahala Cavity Optomechanics: Back-Action at the Mesoscale. Science **321**, 1172 (2008).

Гринберг Яков Семенович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры прикладной и теоретической физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: квантовые явления в твердотельных тонкопленочных гибридных нанострктурах и метаматериалах. Автор и соавтор более 60 научных и учебно-методических работ

Штыгашев Александр Анатольевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: распространение электромагнитных волн в одномерных метаматериалах, математическое моделирование волновых процессов в тонкопленочных гетероструктурах. Автор и соавтор более 20 научных и учебно-методических работ.

Пейсахович Юрий Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: физика конденсированного вещества, распространение электромагнитных волн в тонкопленочных гетероструктурах.. Автор и соавтор более 40 научных и учебно-методических работ.

Султанов Айдар Наильевич, студент 3-го курса факультета Радиотехники и Электроники Новосибирского государственного технического университета

Частотно-временная фильтрация микросейсмических источников

Е. В. Рабинович, А. С. Туркин
Новосибирский Государственный Технический Университет

Аннотация **– Рассматривается задача разделения микросейсмических источников, возникающих при гидравлическом разрыве пласта, по длительности их частотных фрагментов. Для решения задачи используется оконное преобразование Фурье.**

Ключевые слова **– Гидравлический разрыв пласта (ГРП), локация, фильтрация, оконное Преобразование Фурье (ПФ), спектрограмма.**

I. Введение

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАЗРЫВ ПЛАСТА является эффективным методом увеличения темпов отбора нефти из продуктивных пластов и более полной выработки месторождения [1]. При разрыве создается высокопроводящий канал в продуктивном пласте.

С середины 1980-х г. в России выполнено более 10 тысяч ГРП.

Следует отметить, что проведение ГРП является весьма дорогим мероприятием. При этом реализация ГРП сопряжена с риском получения дорогостоящих негативных последствий. Снижение этого риска возможно при помощи сейсмического мониторинга ГРП, который позволяет визуализировать пространственное развитие трещиноватости, образующейся в процессе ГРП. Это дает возможность оптимизировать основные параметры ГРП – объем и темпы закачки жидкости в пласт. Кроме того, сведения о пространственных параметрах полученного высокопроводящего канала в продуктивном пласте позволяет осуществлять дальнейшее проектирование разработки месторождения.

При нагнетании под высоким давлением жидкости в пласт происходит растрескивание пород, образующий нефтяной коллектор, сопровождающееся кратковременными микросейсмическими колебаниями частиц среды (треском). Эти колебания на границах возникающих трещин - микроземлетрясения - излучают упругие сейсмические волны, которые могут регистрироваться сейсмическими приемниками.

На этом основаны современные методы *локации* источников сейсмических сигналов и приемы картирования пространственного положения, оценки размеров, ориентации и динамики магистральной трещины или трещиноватой зоны, возникающих при проведении ГРП [2 и др.].

Основной задачей мониторинга ГРП является локация и обработка пространственных координат гипоцентров микроземлетрясений, которая позволяет определить форму, оценить размеры и ориентацию трещин.

Задача слежения за распространением трещин под действием давления жидкости в пласте находит решение в выявлении динамики микроземлетрясений.

II. Постановка задачи

Сейсмическая антенна, состоящая из 48 сейсмоприемников, «фокусируется» в выбранную на основании предварительного дизайна ГРП зону обнаружения – горизонтальные плоскости сечения продуктивного пласта. В зоне обнаружения вводится виртуальная прямоугольная координатная сетка с шагом 1 м и с началом, совпадающим с координатами центра забоя. Общая площадь мониторинга обычно составляет приблизительно 500×500 м^2 с забоем в центре.

В местах установки сейсмоприемников в течение всего процесса ГПР производится регистрация микросейсмических сигналов, из которых формируются сейсмотрассы. Обработка сейсмотрасс позволяет выделить фрагменты, относящиеся к каждому узлу виртуальной сетки.

Для каждого узла сетки с учетом топологии системы приема сейсмических сигналов вычисляются соответствующие временные поправки и определяются суммарные сейсмотрассы, имеющие вклад от всех сейсмоприемников. Таким образом, формируется набор суммарных сигналов для всех узлов виртуальной координатной сетки.

В ходе одновременного сканирования интервалов (по 200 мс) всех суммарных сейсмотрасс выделяются узлы с наибольшей амплитудой колебания микросейсмического сигнала. Если значение амплитуды таких микросейсмических сигналов превышает заранее вычисленный порог, то к данным узлам можно привязать точечные источники микросейсмического сигнала. Понятно, что точность локализации источника определяется, в основном, разрешающей способностью метода, которая в данном случае равна 1 м.

978-1-4673-2841-8/12/$31.00 ©2012 IEEE

Предполагается, что один зарегистрированный микросейсмический источник в некотором узле виртуальной сетки, характеризует появление или увеличение длины трещины размером 10 – 25 м [3]. Глубина залегания продуктивного пласта, где образуется трещина, обычно более 1 км. При таких соотношениях размера источника и расстояния от него до сейсмоприемников антенны источник можно считать точечным.

Такая схема локации осуществляет обнаружение и привязку гипоцентров микроземлетрясений к узлам заданных горизонтальных плоскостей сечения продуктивного пласта [4].

В результате локации оказывается зарегистрированным трехмерное «облако» узлов виртуальной сетки, отражающих сейсмическую активность в каждом из них. К сожалению, наличие методических погрешностей схемы локации и действие в среде естественных шумов и сигналов-помех серьезно затрудняют восстановления из «облака» узлов истинных координат гипоцентров микроземлетрясений.

Решение этих задач мониторинга ГРП видится в применении методов спектральной и пространственной фильтрации, которые помогут исключить из обработки ложные узлы.

Для восстановления реальных параметров трещин принципиальное значение имеет разделение узлов, микросейсмическая активность которых связана с образованием трещин, и узлов, которые зарегистрированы в результате действия в среде естественных шумов и сигналов-помех. Здесь напрашивается применение методов спектральной фильтрации.

Типичная спектрограмма суммарной сейсмотрассы приведена на Рис. 1.

Для существенного (приблизительно в 7 раз) понижения уровня случайных сейсмических шумов при мониторинге ГРП осуществляется энергетическое накопление сигнала в суммарных сейсмотрассах.

Для подавления помех от мощной вибрации нагнетательной аппаратуры ГРП (диапазон частот 30 - 33 Гц и др.) и сетевой помехи (50 Гц) применяются полосовая и режекторная фильтрация. Однако их эффективность оказывается недостаточной для достижения необходимого качества подавления значимых для мониторинга ГРП помех, таких как резонансные колебания в породах коллектора.

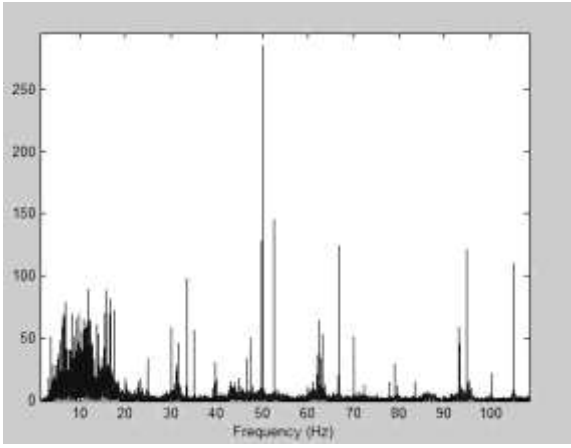


Рис. 1. Спектр суммарной сейсмотрассы

Специфика сейсмического мониторинга ГРП, заключающаяся в кратковременности полезных сигналов, вызываемых образованием трещин, и значительной длительности сигналов-помех, позволяет применить дополнительно к указанным средствам спектральной обработки сигналов фильтрацию по длительности частотных фрагментов сейсмотрасс.

Исследованию особенностей *частотно-временной фильтрации* сейсмических источников, возникающих при проведении ГРП, посвящено данное сообщение.

III. Теория

Исследуемые микросейсмические события, представляющие собой колебания частиц породы разрываемого нефтяного коллектора, имеют небольшую длительность – от долей секунды до нескольких секунд.

Если в коллекторе содержатся резонансные структуры, то в процессе ГРП в них могут быть возбуждены собственные упругие колебания. Такое явление довольно часто наблюдается при мониторинге ГРП. Эти колебания медленно затухают, их длительность измеряется от десятков секунд до сотен минут.

Частотные спектры колебаний исследуемых микросейсмических событий и собственных колебаний резонансных структур лежат приблизительно в одном диапазоне от единиц до двух первых десятков герц.

Средством спектральной обработки сигналов, позволяющим получать распределение амплитуд частотных фрагментов сигнала во времени, является - *оконное Преобразование Фурье* [5].

С помощью *спектрограмм* оконного ПФ можно разделить частотные фрагменты сигнала по времени их длительности. Для построения спектрограммы исследуемый сигнал разбивается на ряд интервалов с помощью скользящего окна заданной длительности и для каждого интервала выполняется преобразование Фурье.

В силу принципа неопределенности, разрешающая способность оконного ПФ не очень велика - невозможно точно определить какая частота присутствует в сигнале в данный момент времени, а также невозможно точно определить в какой момент времени данная частота присутствует в сигнале. Речь может идти только о диапазонах частот и времен [6]. Некоторого повышения точности преобразования можно достичь перекрытием окон и использованием окон специальных форм.

IV. Результаты экспериментов

На 2-*D* спектрограммах оконного ПФ амплитуды спектров задаются градациями серого цвета (чем выше амплитуда, тем темнее оттенок) каждого участка спектрограммы.

На Рис. 2 изображена спектрограмма оконного ПФ, (той же сейсмотрассы, что и на Рис. 1) продолжительностью 190000 мс (отчетов) на которой можно увидеть почти непрерывные линии около частот 33 и 50 Гц, длящиеся во всем диапазоне времен. На рисунке также видны обертона этих частот, расположенные около 65 и 100 Гц, длящиеся более 100 секунд.

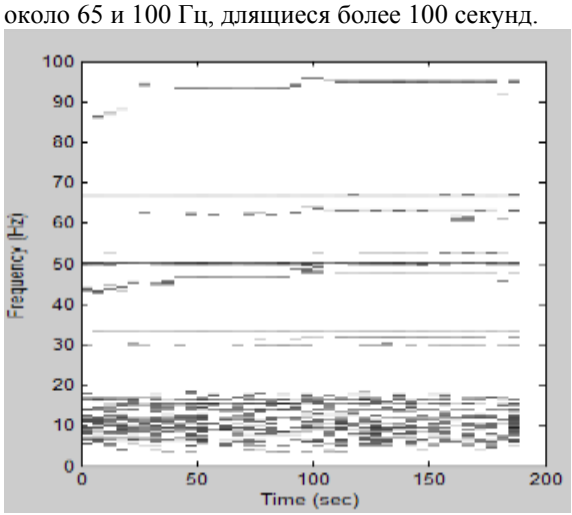


Рис. 2. Оконное ПФ. Размер окна - 5000 отсчетов, перекрытие окон - 20 отсчетов, минимальное значение амплитуды - 52

В области низких частот наблюдается пестрая зона, состоящая из коротких частотных фрагментов, перемежающихся пропусками.

Разрешающую способность оконного ПФ можно регулировать изменением ширины (размера) окна. Чем уже окно, тем лучше разрешающая способность по времени, чем оно шире, тем лучше разрешение по частоте.

На Рис. 3 при меньших значениях ширины окна получены более точные времена начала и окончания частот в спектре, но при этом появились «разрывы» длительности, хотя согласно Рис. 2 фрагменты частот присутствовали на протяжении всего времени.

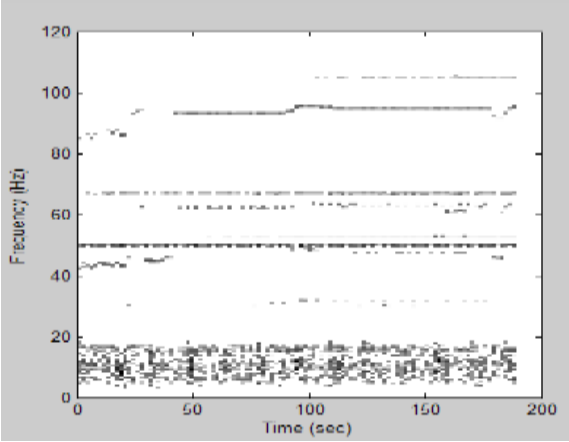


Рис. 3. Оконное ПФ. Размер окна - 2000 отсчетов, перекрытие окон - 200 отсчетов, минимальное значение амплитуды - 80

V. Обсуждение результатов

На Рис. 4 даны три спектрограммы суммарных сейсмотрасс. Верхняя спектрограмма узла, расположенного в непосредственной близости (1 м) от забоя скважины, получена в начале ГРП. Средняя спектрограмма узла, удаленного в пространстве на 90 м (64 м по оси *X* и 64 м по оси *Y*), получена в тот же момент времени, что и верхняя. Нижняя спектрограмма первого узла, но полученная через 20 минут.

Сравнение спектрограмм говорит о том, что мощная сетевая помеха присутствует с начала проведения ГПР на всех спектрограммах независимо от времени и места, расположения узла. Есть основания полагать, что сетевая помеха наводится на сейсмоприемники независимо от проведения ГРП.

Помеха от вибраций (~33 Гц) нагнетательной аппаратуры появляется через некоторое время, что, говорит об инерционном характере распространения колебаний коллектора.

В частотном диапазоне 15 – 17 Гц наблюдаются достаточно длительные (более 50 сек) частотные фрагменты. Увеличив разрешение по частоте, можно подтвердить это наблюдение (см. Рис. 5). Можно предположить, что это результат резонансных колебаний относительно мелких неразрушающихся под давлением жидкости структур коллектора.

В частотном диапазоне 5 – 12 Гц видно множество коротких (единицы секунд) частотных фрагментов, что может говорить о примерно одинаковой структуре сейсмических событий в этом диапазоне частот. При этом случайный характер этих событий маловероятен, ввиду сильного подавления за счет накопления сигнала. По-видимому, можно полагать, что частотный спектр искомых микросейсмических сигналов, вызванных образованием трещин, лежит в данном диапазоне частот.

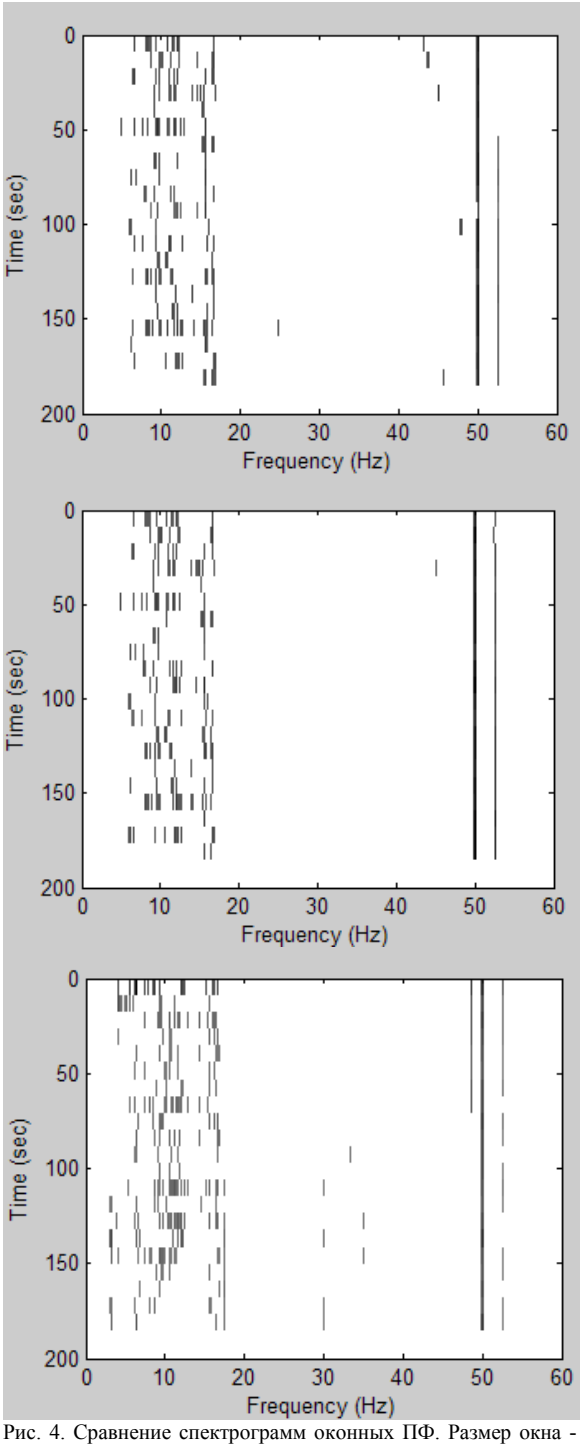


Рис. 4. Сравнение спектрограмм оконных ПФ. Размер окна - 9000 отсчетов, перекрытие окон - 200 отсчетов, минимальное значение амплитуды - 70

VI. Выводы и заключение

Исследование показало, что оконное ПФ может являться средством частотно-временной фильтрации - разделения трехмерного «облака» узлов сетки мониторинга ГРП по длительности их частотных фрагментов. Оно дает возможность исключить из дальнейшей обработки узлы, отражающие сейсмическую активность помех.

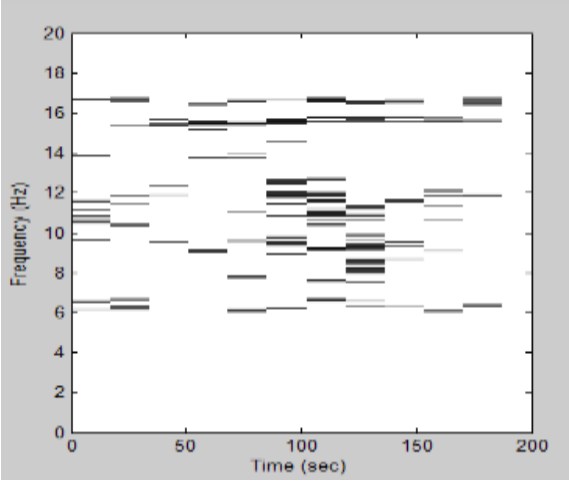


Рис. 5. Оконное ПФ. Размер окна - 17000 отсчетов, перекрытие окон -200, минимальное значение амплитуды - 52

Список литературы

[1] Желтов Ю.П. Механика нефтегазоносного пласта / – М.: Недра, 1975. – 217 с.

[2] Ильинский А.Д. Локация очагов микроземлетрясений при пассивном сейсмическом мониторинге гидроразрыва пласта / А.Д. Ильинский, М.А. Краснова // Сейсмические приборы. – 2009. – Т. 45, № 3. – С. 14-40.

[3] Bame D. Observation of long-period earthquakes accompanying hydraulic fracturing / D. Bame, M. Fehler // Geophys. Res. Lett. – 1986. – V. 13. – P. 149-152.

[4] Рабинович Е.В. Сейсмическая измерительная система для локализации трещин при гидроразрыве нефтяного пласта / Е.В. Рабинович, А.Ю. Новаковский // Идентификация, измерение характеристик и имитация случайных сигналов (состояние, перспективы развития): Сборник материалов конференции. – 2009. – С. 171-174.

[5] Рабинович Е.В., Шехирев А.В. Время-частотный алгоритм сжатия звуковых сигналов / Е.В. Рабинович, А.В. Шехирев //Материалы VIII международной конференции актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2006. - 2006. - N6. - С. 124-127.

[6] Оконное преобразование Фурье // [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://ru.wikipedia.org/wiki, свободный (дата обращения: 14.05.2012).

Рабинович Евгений Владимирович, д-р техн. наук, профессор, профессор кафедры «Вычислительная техника» НГТУ. Автор более 70 научных работ. Научные интересы: цифровая обработка сигналов, моделирование нелинейных динамических систем

Туркин Александр Сергеевич, аспирант кафедры «Вычислительная техника» НГТУ. Научные интересы: цифровая обработка сигналов.

Дипольная печатная фазированная антенная решетка

А. П. Горбачев, Т. В. Мичурина
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия

Аннотация **– Представляется численный анализ печатной фазированной антенной решетки с дипольными излучателями. Рассматриваются правила формирования диаграмм направленности антенной решетки и условие импедансного согласования.**

Ключевые слова- **Фазированная антенная решетка, дипольный излучатель, печатное исполнение.**

I. Введение

Одним из важнейших элементов любой радиотехнической системы является антенно-фидерное устройство, которое должно выполнять функции приема и излучения радиоволн таким образом, чтобы обеспечивать наиболее рациональную и максимально надежную работу всей системы. Для этого оно должно удовлетворять целому ряду определенных технических требований.

Основным требованием к антенне является создание определенной зависимости излучаемой или принимаемой энергии от угловых координат, которая характеризуется диаграммой направленности (ДН).

В подавляющем большинстве случаев в инженерной практике используются результаты теоретического и экспериментального анализа различных типов антенн. В соответствии с этим перед проектировщиком, прежде всего, встает вопрос о выборе типа антенны, которая по своим возможностям могла бы удовлетворить всем или по крайней мере основным требованиям задания. Такой выбор может быть произведен только после изучения основных типов антенн и областей их применения. Большую роль при выборе играет рабочий диапазон частоты антенны, как по ширине, так и по расположению в радиочастотном спектре [1, 2].

Во многих радиотехнических системах необходимо, чтобы антенны концентрировали излучаемые ими электромагнитные волны в узкие пучки (лучи), иными словами, чтобы они обладали остронаправленными пространственными диаграммами направленности. Это достигается суммированием полей отдельных излучателей (вибраторов, щелей и т.п.) в требуемом направлении путём создания соответствующих амплитуд и фаз возбуждающих токов (проводимости или магнитных) при определённом взаимном расположении излучателей в пространстве. Должным образом выполненная антенная система из ряда идентичных в конструктивном отношении печатных излучателей с подобранными амплитудами и фазами возбуждающих токов называется печатной фазированной антенной решёткой (ФАР). В англоязычной литературе для обозначения такой антенны используется термин «Printed phased array».

II. Постановка задачи

Актуальность разработки компактных антенн обусловлена неослабевающими требованиями к упомянутым системам в отношении их широкополосности и массогабаритных показателей. С учётом того, что ФАР характеризуются хорошей направленностью, высокой степенью «чистоты поляризации» (т.е. высокой линейностью поляризации) радиоизлучения, а также удовлетворяют технологическим требованиям печатной реализации, внимание к совершенствованию их конструкций не ослабевает с течением времени.

III. Теория

Рассмотрим проектирование уединенного дипольного излучателя [3, 4]. Устройство (Рис. 1) содержит отрезки коаксиальной 1 и симметричной двухпроводной 2 линий различной электрической длины, а также четвертьволновый разомкнутый коаксиальный шлейф 3, расположенный параллельно отрезку коаксиальной линии 1. Волновые сопротивления обоих отрезков и разомкнутого шлейфа равны между собой. При этом начало внешнего проводника 4 коаксиального шлейфа 3 и конец внешнего проводника 5 отрезка линии 1 соединены между собой непосредственно. Начало внутреннего проводника 6 коаксиального шлейфа 4 и конец внутреннего проводника 7 отрезка коаксиальной линии 1соединены с соответствующими выводами 8, 9 начала отрезка симметричной двухпроводной линии 2. Конец отрезка двухпроводной линии подключён к клеммам 10, 11 симметричного вибратора, образованного четвертьволновыми сплошными цилиндрическими проводниками 12, 13.

Принцип действия предложенного симметрирующего устройства состоит в следующем. Пусть на вход отрезка коаксиальной линии 1 от генератора поступает сверхвысокочастотный сигнал, амплитуда которого остаётся неизменной в широкой полосе частот. Этот сигнал дойдя до конца внутреннего проводника 7 отрезка коаксиальной линии 1, поступает на один из выводов 8 начала отрезка симметричной двухпроводной линии 2. Второй вывод 9 начала этой линии соединён с концом цилиндрического внешнего проводника 5 отрезка коаксиальной линии 1 через разомкнутый коаксиальный четвертьволновый шлейф 3, так как начало внешнего цилиндрического проводника 4 этого шлейфа соединено с концом внешнего проводника 5 отрезка коаксиальной линии 1. В результате в области сочленения отрезка коаксиальной линии 1 и отрезка симметричной двухпроводной линии 2 образуется сложная электродинамическая система, и в ней возникает интерференция падающих и отражённых волн. Анализ этого интерференционного процесса показал, что при равенстве волновых сопротивлений отрезка коаксиальной линии 1, отрезка симметричной двухпроводной линии 2 и четвертьволнового шлейфа 3 обеспечивается хорошее согласование и симметрирование.

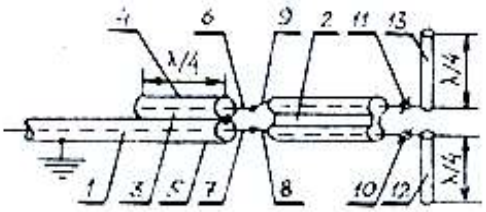


Рис. 1. Уединенный дипольный излучатель.

При этом в предложенном симметрирующем устройстве практически полностью отсутствует «паразитное» излучение, так как внутренний проводник 7 отрезка коаксиальной линии 1 , находящийся под потенциалом полной мощности генератора, выступает за пределы экранирующего внешнего проводника 5 в области сочленения на пренебрежимо малую по сравнению с четвертью длины волны величину. К тому же в предлагаемом симметрирующем устройстве разомкнутый коаксиальный шлейф 3 расположен параллельно отрезку коаксиальной линии 1 и направлен в сторону генератора, не увеличивая продольный размер зоны сочленения коаксиальной линии 1 и симметричной двухпроводной линии 2. Это выгодно отличает описанное симметрирующее устройство от известных, и позволяет квалифицировать его как весьма компактное.

При этом, если проводники 12, 13 симметричного вибратора выполнить печатными, то удастся сформировать весьма компактный печатный вариант симметрирующего устройства, интегрированного с печатным симметричным вибратором.

Такой вариант интегрированного узла (полосковый платы), включающего в себя описанное симметрирующее устройство и печатный вибратор, изображён на Рис. 2. На одной из сторон этой заготовки выполнен печатный вариант симметрирующего устройства при условии, что длина отрезка симметричной двухпроводной линии пренебрежимо мала (теоретически равна нулю). Обратная сторона заготовки полностью металлизирована (Рис. 2, поз. 17), за исключением узкой полосы под симметричным печатным вибратором, образованным четвертьволновыми печатными проводниками 18, 19 . Клеммами печатного вибратора являются точки позиций 20, 21 на Рис.2. При этом печатным аналогом объёмного разомкнутого коаксиального шлейфа 3 является разомкнутый четвертьволновый шлейф из несимметричной полосковой линии, внутренний проводник 22 которого является печатным аналогом внутреннего проводника 6 на Рис. 1.

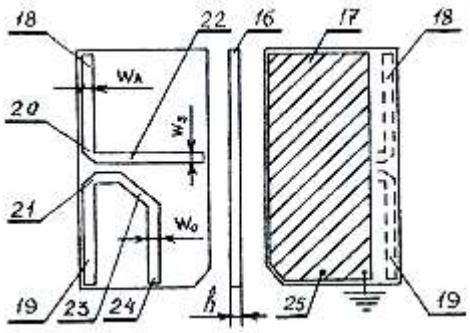


Рис. 2. Топология печатного вибратора.

Соответствующим печатным аналогом отрезка коаксиальной линии 1 является отрезок несимметричной полосковой линии, внутренний проводник 23 которого является аналогом внутреннего проводника 7 на Рис.1. При этом печатным аналогом внешних проводников 4 и 5 соответственно разомкнутого шлейфа 3 и отрезка коаксиальной линии 1 на Рис.1 является сплошная металлизация 17 на обратной стороне заготовки 16 на Рис. 2, так как внешние проводники 4 и 5 (Рис. 1) соединены непосредственно.

Мощность возбуждения поступает от генератора на вход 24 внутреннего проводника 23 отрезка несимметричной полосковой линии либо через коаксиально-полосковый разъём (переход) (на Рис. 2 условно не показан), либо путём пайки жилы питающего коаксиального кабеля ко входу 24. При этом

внешняя резьбовая часть разъёма соединена электрически с металлизацией 17 обратной стороны заготовки 16, а при использовании кабеля «напрямую» (без разъёма) его оплётка припаивается к участку 25 на металлизации 17.

Печатная версия этого симметрирующего устройства (Рис. 2) может быть использована для питания как симметричных печатных облучателей, так и самостоятельно используемых печатных симметричных вибраторов в составе многоэлементных одночастотных или совмещённых многочастотных фазированных антенных решёток.

В упомянутом выше симметрирующем устройстве (Рис. 2) с целью улучшения полосы согласования добавлено конструктивно-технологическое преимущество в виде «ласточкина хвоста». Это преимущество заключается в построении прямоугольного «пьедестала» находящегося на обратной стороне подложки и являющегося продолжением основной металлизации в форме «ласточкина хвоста» (Рис. 3) (т.е. с продольной щелью посередине «пьедестала»), выполненного за счёт травления медной фольги с пробельных мест.

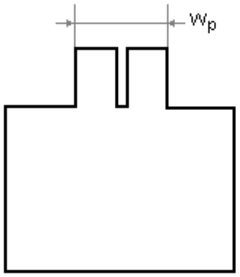


Рис. 3. «Ласточкин хвост».

Ширина «пьедестала» равна сумме ширины проводников возбудителя и ширины щели, а длина «пьедестала» близка к λ/4. Своей нераздвоенной частью «пьедестал» переходит в сплошной участок металлизации в виде медной фольги, которая облицовывает соответствующий участок обратной поверхности диэлектрической подложки, и является заземлённым основанием вышеупомянутых микрополосковых линий: распределительной линии, направленных ответвителей и питающей линии.

Добавление «ласточкина хвоста» даёт более широкополосное согласование и позволяет экспериментально достичь единичного КСВ.

IV. Результаты экспериментов

За основу излучающей части ФАР были выбраны уединённые дипольные излучатели с добавлением «ласточкина хвоста», описанные ранее.

Таким образом, печатная дипольная фазированная антенная решётка будет реализована на диэлектрической подложке толщиной $h = 1$ мм, с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2.5$. Излучателями являются вибраторы, образованные четвертьволновыми печатными проводниками, расположенными в верхней части лицевой стороны подложки. Обратная сторона подложки полностью облицована медной фольгой толщиной 35 мкм, кроме той части, где расположены излучатели. В этой части находятся «ласточкины хвосты». Питание излучателя осуществляется коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением 75 Ом.

Поскольку для питания излучателей используется делитель типа «елочка», то в точке соединения выходных микрополосковых линий отдельного тройника (Рис. 4) получается активное сопротивление 75 Ом в параллели, что дает 37.5 Ом. Это приводит к необходимости трансформации 37.5 Ом обратно в 75 Ом. Для этой цели используются различные трансформаторы сопротивлений, самым распространенным из которых является четвертьволновый трансформатор[5, 6]. Волновое сопротивление трансформатора:

$$Z = \sqrt{75 \cdot 37.5} = 52.6 \text{ Ом}.$$

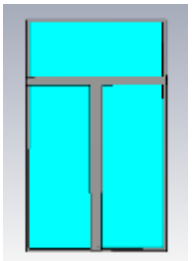


Рис. 4. Топология тройника.

Расчет ширины микрополосковой линии для волнового сопротивления Z=75 Ом.

$$w/h = 2(q-1)/\pi - 2\ln(2q-1)/\pi +$$
$$+(\varepsilon-1)(\ln(q-1) + 0.293 - \frac{0.517}{\varepsilon}) \Big/ \pi\varepsilon$$

где:

$$q = \frac{60\pi^2}{Z\sqrt{\varepsilon}} = 4.98,$$

тогда значение $\frac{w}{h} = 1.42$, а исходя из $h = 1$ мм, получаем $w = 1.42$ мм.

Расчет ширины микрополосковой линии для волнового сопротивления $Z = 52.6$ Ом получается аналогично, откуда имеем значение $w = 1.88$ мм.

По известным формулам длина четвертьволнового трансформатора $L = 18.75$ мм.

Для формирования делителя типа «елочка» 4 отдельных тройника должны быть поставлены выходами в линию на одинаковом расстоянии друг от друга, входы подключены к выходам двух тройников, расположенных ниже посередине между каждой парой верхних тройников. Теперь входы этих двух тройников нужно соединить с выходами нижнего тройника, расположенного посередине тройников выше. Соединение тройников произведено посредством отрезков полосковой линии (Рис. 5).

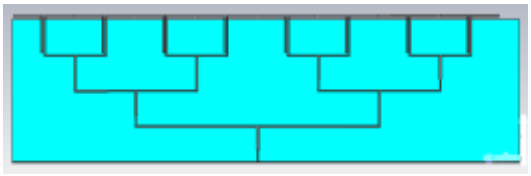


Рис. 5. Топология ФАР.

В результате компьютерного моделирования антенны были получены следующие результаты-трехмерная диаграмма направленности (ДН) ФАР (Рис. 6) и график входного коэффициента отражения ФАР (Рис.7).

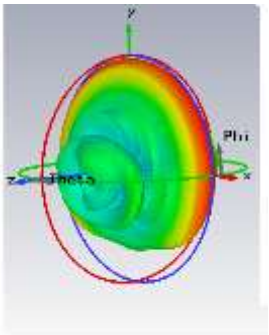


Рис. 6. Диаграмма направленности ФАР.

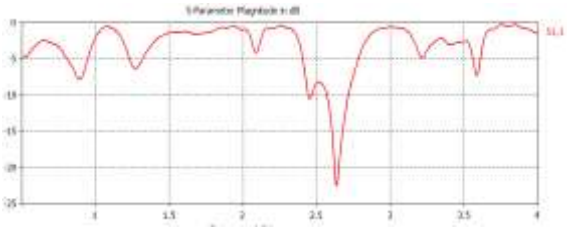


Рис. 7. График входного коэффициента отражения ФАР.

V. Заключение

В результате проведенной работы была спроектирована печатная дипольная фазированная антенная решётка, которая работает на частоте 2.8 ГГц, получена остронаправленная ДН и хорошее согласование.

Список литературы

[1] Антенны и устройства СВЧ / Под. Ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Изд-во МАИ, 1999. - 479 с.

[2] Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988. – 432 с.

[3] Горбачёв А.П. Многоэлементные печатные вибраторные антенны: Учеб. пособие. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 72 с.

[4] Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1981. – 431 с.

[5] Горбачев А.П. Проектирование печатных директорных антенн: Учеб. Пособие.-Новосибирск: Изд-во НГТУ,2009. -25 с.

[6] Ким В.Ф. Устройства СВЧ и антенны: Учеб. Пособие.-Новосибирск: Изд-во НГТУ,2002. -24 с.

Мичурина Татьяна Викторовна. Получила степень инженера-радиотехника в 2011г. в Новосибирском Государственном Техническом Университете. В данное время является аспиранткой кафедры «Радиоприемных и радиопередающих устройств» Новосибирского Государственного Технического Университета по специальности «Антенны, СВЧ устройства и их технологии».

Горбачев Анатолий Петрович. Родился 19 апреля 1951г. в г. Тюмень, Россия. Получил степень инженера-радиотехника в 1973г. в Новосибирском Государственном Университете. В 1979 и 1999 в Московском Государственном Авиационном Институте получил степень кандидата наук и доктора наук соответственно. В данный момент является профессором в Новосибирском Государственном Техническом Университете. Занимается анализом и разработкой микроволновых систем, фазированными радарами и пассивными микроволновыми компонентами.

Фильтр Калмана для уточнения оценок индуктивности микрополосковых линий

Станислав П. Новицкий, Михаил Г. Рубанович
НГТУ, г. Новосибирск, Россия
E-mail: novitskiysp@mail.ru

***Аннотация* - Показано, что использование данных метода токовых полос в сочетании с калмановской фильтрацией умешает доверительный интервал выходных данных измеренных значений индуктивности микрополосковых линий.**

***Ключевые слова* – Оценка, фильтр Калмана, микрополосковая линия.**

I.Введение и постановка задачи

Цель исследования – определить наилучшее начальное приближение для калмановской фильтрации экспериментальных данных [1] индуктивности L микрополосковой линии от ширины b полоска, при котором имеет место минимум доверительного интервала отфильтрованных выходных данных. К экспериментально измеренным и усредненным по ансамблю результатам L(b) перед калмановской фильтрацией могут быть применены различные виды интерпретаций и приближений [1]:

- сглаживание данных сплайн функцией;
- интерпретация уравнением регрессии, обеспечивающим наименьшее отклонение его данных от экспериментальных;
- использование на предшествующем шаге калмановской фильтрации результатов расчета L одного из аналитических методов [1]; лучшим из них является метод токовых полос (ТП).

II. Метод решения

С учетом указанных выше интерпретаций и приближений в среде MATLAB -2007b разработан ряд модификаций фильтра Калмана, в которых также учтены вклады шумовых компонентов источника и измерений и определены отклонения выходных данных фильтра от эксперимента.

III. Результаты исследований

Наилучшие результаты получены при использовании фильтра Калмана, в котором в качестве значений на предшествующем шаге взяты результаты метода токовых полос (ТП) при числе разбиений полоска в продольном направлении равном 8 [1]. Ниже на Рисунке приведены результаты, полученные в процессе измерительного эксперимента, при использовании метода ТП и фильтра Калмана. Как видно из рисунка, доверительный интервал выходных данных фильтра Калмана находится внутри доверительного интервала метода ТП. Это является следствием того, что фильтр Калмана дает более точную оценку измеренных значений индуктивности МПЛ.

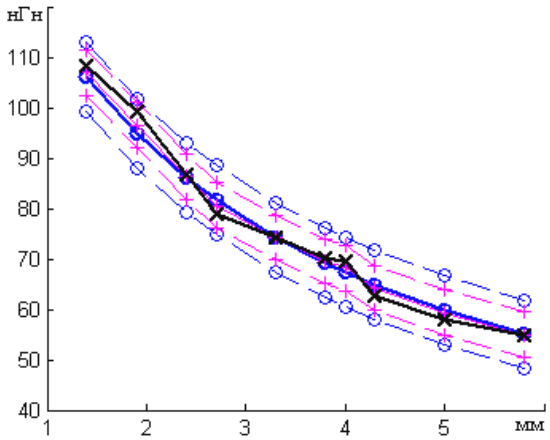


Рисунок. Зависимости L(b): экспериментальная (x—x– - черная линия); фильтр Калмана (+m– пурпурная сплошная линия, +m-- линии доверительных интервалов); метод ТП (ob- - сплошная линия, ob-- линии доверительных интервалов)

[1] Воробьёв П.М., Новицкий С.П., Рубанович М.Г. Использование фильтра Калмана для уточнения результатов измерительного эксперимента. Сб. тр. Междунар. научно-техн. конф. Информатика и проблемы телекоммуникаций, Новосибирск, СибГУТИ, 20011. - С. 300 – 301.

New Approach to Problem of the Nature of Mass and of Energy

Gregory S. Sadovoi
Novosibirsk State technical University, Novosibirsk, Russia

***Abstract* – In this paper the nature of mass is investigated. The new unit of the energy is proposed. Inertia of mass and inertia of energy are estimated identically. According to relativity theory the mass is transforming in energy and vice versa — energy is transforming in mass. The problem of the dark energy and the problem of the dark mass are coordinated from single bases.**

***Index Terms* – Energy unit, theorems, native energy.**

I. INTRODUCTION

THE MOTION of the electrons in colliders and in the power devices is characterizing by speed close to that of light. The adequate relations between energy and mass of the charged particles are very important to engineering.

The nature of mass is a central problem of physics, astronomy and cosmology [1, 2]. Research works of many famous physicists (Lorentz, Poincare, Einstein, Minkowski, Landau, Fock, Feynman, Okun) are devoted to investigating of mass nature. Any question close to this item are in [3-6].

II. PROBLEM DEFINITION

The nature of mass is the problem that is solved in this article. It is consider more particularly the transformation of the energy into mass. The objects to investigate are the laws that take place physics, electronics and mechanics. Tis laws are wrote in the mathematical form concerning mass and energy.

III. THEORY

Basic principle of the proposal theory is: nature of mass adiquate in atoms and in galaxy.

I use the International Systeme of units SI.

Definition 1. Relativistic equivalent (Ret) — energy that is getting when mass one kilogram is transforms into energy.

Remark 1. It is obvious that

$$\text{Ret} = 9 \cdot 10^{16}\ \text{J}.$$

MilliRet, microRet, nanoRet, picoRet are the parts of relative equivalent. Too kiloRet, megaRet, gigaret etc are greater energy units.

Propose that any body or any particle have the mass *m* and the energy *W*.

Definition 2. Inertia — property of a body or a particle that makes them oppose to any force that would cause a change in their motion.

Remark 2. The inertia of a body or a particle can be calculated as a sum of the mass inertia and energy inertia.

Inertia measure of the energy:

$$Inm = \frac{W}{Re\ t} \cdot\ 1_kg$$

I can to formulate the

Theorem 1. If any body have mass *m* and energy *W* then its whole inertia measure Inm_Σ equal to sum of the mass *m* and inertia measure of the energy *W*.

Definition 3. Momentum — product of the whole inertia measure of a body and its speed.

Law of motion describes the motion of a particle as a whole:

$$\frac{dInm_\Sigma}{dt} = F.$$

Here *F* — force acting on a body.

Definition 4. Whole energy of a body measured in motionless system W consist of two parts, native energy W_n and induced energy W_i.

Example 1. Kinetic energy may to plai role of the induced energy.

Example 2. Potential energy in certain conditions may be conside as a induced energy.

I suppose systems coordinate *K* and *K*1 to be inertial. System *K*1 is moving relate to system *K*. Then it is true the next

Theorem 2 about invariant transeformation of the native energy. Whole energy *W* is measured for any object in system coordinates *K* equal native energy W_n plus indiced energy W_i. Whole energy *W*1 is measured for same object in system coordinates *K*1:

$$W1 = W_n + W_{i1}.$$

IV. CONCLUSION

Nature of the mass and nature of the energy are native.

REFERENCES

[1] Okun L. B. What is mass? (From the history of the relativity theory). // Historical studies in physics and mechanics. — M.: Nauka, 1985-2007 / ed. by G. M. Idlis. — 2008. — P. 236-253.

[2] Jammer M. Concepts of mass in classical and modern physics. — Harvard university press, 1961.
[3] Sadovoi G. S. Application of the notion “energy inertia” at interpretation empirical data // Izv. Penz. gos. pedagog. univ. im. V. G. Belinskogo, 2011. № 26. pp. 425-432.
[4] Lorentz H. The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat. — Lpz.; N.- Y., 1916.
[5] Millikan R. A. Electrons (+ and –), protons, photons, neutrons, and cosmic rays. Cambridge: University Press, 1939.
[6] Sadovoi G. S. A new mathematical concept for modeling of the systems with delay // Abstracts KORUS’97. The 1st Korea-Russia International Symposium on Science and Technology (September 29 ~ October 3, 1997, Ulsan). — Ulsan: University, 1997. — P. 139.

Sadovoi Gregory S. received PhD degree in radio physics and quantum physics from Leningrad’s polytechnic Institute. Afterwards he studded postgraduate courses in the institutes of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science. He created the concept of the changeable systems in nature, engineering and education. He proposed the term INDOLICS for identification of the new scientific direction.

Создание туннельного перехода с помощью сканирующей зондовой литографии

Анастасия Ю. Павлова[1,2] Юрий В. Хивинцев[3], Юрий А. Филимонов[1,3],
N. Tiercelin[2], P. Pernod[2]
[1]Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия,
[2]Ecole centrale de Lille, Villeneuve d'Ascq, France,
[3]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия
anastasia.pavlova.1988@gmail.ru

***Аннотация* – Атомно-силовой микроскоп был использован для создания наноразмерной оксидной лини, пересекающей по всей ширине микроструктуру на основе пленки никеля. Полученная таким образом структура демонстрировала вольт-амперные характеристики, свойственные для туннельного барьера.**

***Ключевые слова* – атомно-силовой микроскоп, локальное анодное окисление, туннельный барьер.**

I. Введение

В настоящий момент основной задачей электроники является уменьшение линейных размеров используемых элементов и переход в наноэлектронику. Традиционными путями создания масок и применения микролитографий даже высокого разрешения (рентгено-, электроно- и ионная литография) этого достичь сложно. Поэтому все больше внимания уделяется сканирующей зондовой литографии (СЗЛ), принцип которой заключается во взаимодействии между зондом и подложкой, в качестве которой могут использоваться различные материалы: металлы[1], полупроводники [2], полимеры, биологические молекулы. Преимуществами данного вида литографии являются относительная простота и возможность создания элементов размерами 10 нм и менее [3].

Одним из методов такой литографии является локальное анодное окисление (ЛАО). Его суть заключается в протекании под воздействием поля электрохимической реакции окисления материала находящегося под зондом [4]. Возможности ЛАО по получению наноструктур и изменению физических свойств магнитных материалов малоизученны, но могут быть весьма интересны. В частности, эффект изменения проводимости в результате ЛАО можно использовать для создания наноструктур с эффектом спинзависимого электронного транспорта (магнитных наномостиков, магнитных туннельных переходов) [5]. Подобные структуры в настоящем активно исследуются в связи с перспективой их использования в качестве магнитных датчиков и элементов устройств спинтроники.

II. Постановка задачи

Задачей данной работы было создание туннельного перехода на пленке ферромагнитного металла путем получения на ней изолирующей полосы оксида нанометрового масштаба.

III. Результаты экспериментов

Изготовление туннельных переходов производилось путем локального анодного окисления с помощью атомно-силового микроскопа (Рис.1). Для этого с помощью технологий взрывной литографии, фотолитографии и магнетронного распыления была изготовлена структура, состоящая из микрополос никеля и золотых контактных площадок. Микрополоски изготовлялись на стеклянной подложке для достижения хорошей их изоляции, их ширина составляла 2 мкм, длина 1 мм, а толщина пленки никеля ~3 нм. Контактные площадки использовались для измерения вольт-амперных характеристик до и после проведения локального окисления. Результаты предшествующих исследований [5] показали, что нелинейность вольт-амперной характеристики для туннельного барьера при комнатной температуре не проявляется, поэтому измерения проводились не только при комнатной температуре, но и при температуре жидкого азота (77К).

В результате процесса локального анодного окисления изучаемой структуры была получена полоса окисла шириной ~300 нм (Рис.2). Высота окисленного участка относительно поверхности никелевой пленки составила ~10 нм. В сравнении с толщиной пленки никеля была получена достаточно большая высота

окисла, из чего можно сделать предположение о том, что пленка была прокислена на всю толщину.

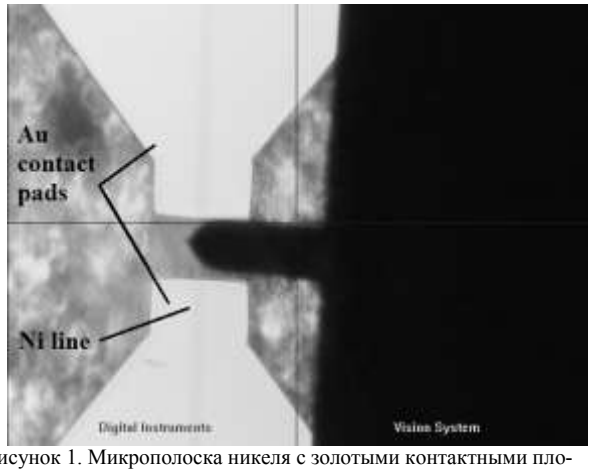


Рисунок 1. Микрополоска никеля с золотыми контактными площадками в АСМ.

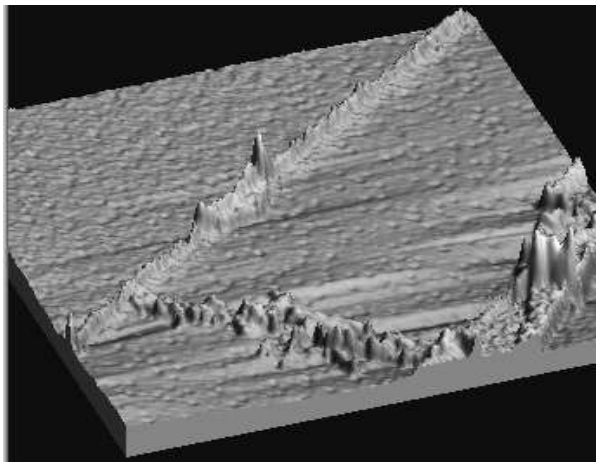
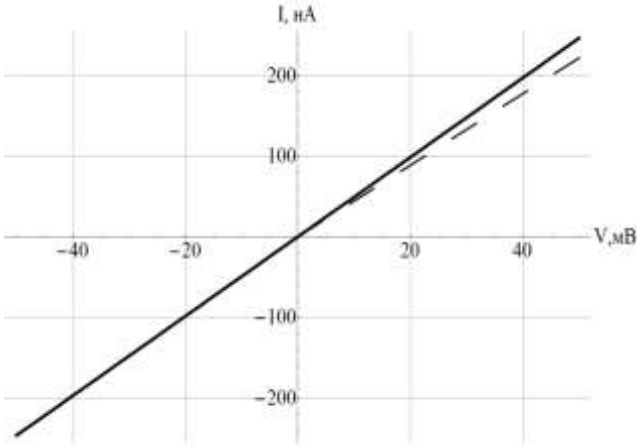
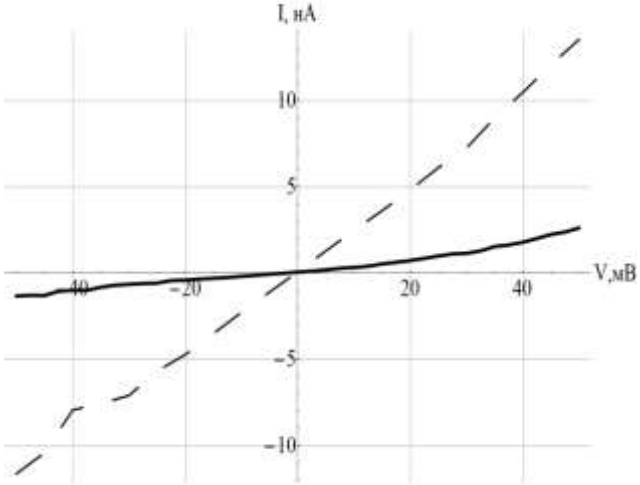


Рисунок 2 – Изображение атомно-силовой микроскопии для микрополоски никеля после локального анодного окисления

Вольт-амперные характеристики микрополосы никеля до и после ЛАО представлены на Рис. 3.



а)



б)

Рис. 3 – ВАХ микрополосы никеля до (а) и после (б) локального анодного окисления (пунктирная линия -300К, сплошная -77К)

IV. Обсуждение результатов

Вольт-амперная характеристика микрополосы никеля до окисления показывала свойства, характерные для металла (Рис.3 а), а именно: была линейной и при понижении температуры показывала уменьшение сопротивления. Эффективное воздействие ЛАО на электрические характеристики микрополосы можно видеть уже при комнатной температуре: сопротивление структуры возросло примерно в 20 раз по сравнению с сопротивлением до окисления. При температуре 77К сопротивление увеличилось еще больше, а сама характеристика стала нелинейной (Рис. 4). Такое поведение ВАХ характерно для туннельного перехода.

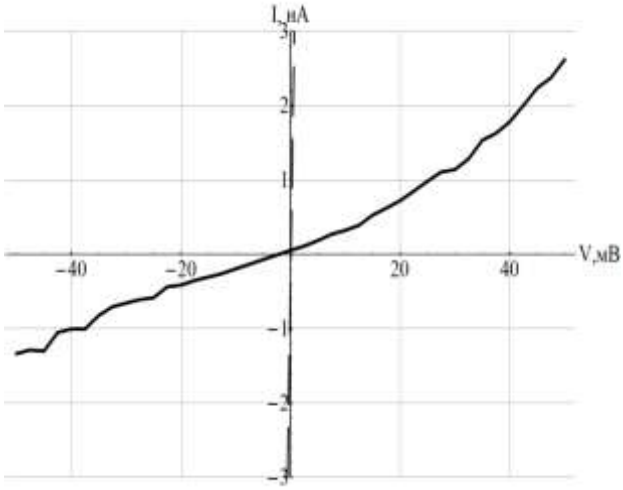


Рис. 4 – ВАХ микрополосы никеля до (пунктирная линия) и после (сплошная линия) локального анодного окисления при температуре 77К

V. Выводы и заключение

В данной работе локальное анодное окисление с помощью атомно-силового микроскопа было использовано для создания туннельного барьера на микрополосе никеля. Об эффективном создании такого оксидного барьера говорит изменение вольт-амперных характеристик структуры после окисления. Полученные таким образом туннельные барьеры могут быть использованыв дальнейшем в качестве элементов устройств спинтроники.

Список литературы

[35] Held, R.; Heinzel, T.; Studerus, P.; Ensslin, K. Nanolithography by local anodic oxidation of metal films using an atomic force microscope // Physica. – 1998. – Vol. E, No 2. – P. 748 – 752

[36] Abadal, G.; P´erez-Murano, F.; Barniol, N.; Aymerich, X. Field induced oxidation of silicon by SPM: study of the mechanism at negative sample voltage by STM, ESTM and AFM// Applied Physics A-Materials Science & Processing – 1998. – No 66. – P.791–795

[37] Rolandi, M.; Quate, C. F.; Dai, H. A. New Scanning Probe Lithography Scheme with a Novel Metal Resist// Advanced Materials. – 2002. – Vol. 14, No

[38] Xie, X.N.; Chung, H.J.; Sow, C.H.; Wee, A.T.S. Nanoscale materials patterning and engineering by atomic force microscopy nanolithography// Materials Science and Engineering. – 2006. – No R54. – P. 1–48.

[39] Shirakashi J., Takemura Y. SPM fabrication of nanometer-scale ferromagnetic metal-oxide devices // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 272–276. P. 1581.

Проблемы мониторинга и ранней диагностики разветвленных волоконно-оптических сетей

И.В. Богачков, Н.И. Горлов
Омский государственный технический университет, Омск, Россия
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

***Аннотация* – В статье описывается решение следующих чрезвычайно важных задач: централизованное документирование кабельного хозяйства сети, постоянный контроль состояния линий связи, своевременное обнаружение деградации и повреждения оптических волокон в кабелях и их скорейшее восстановление.**

Ключевые слова – мониторинг, диагностика, волоконно-оптические сети.

I. Введение

Интенсивное развитие волоконно-оптических сетей связи, их разветвленность и постоянное усложнение инфраструктуры и систем передачи, значительный рост стоимости передаваемого трафика на единицу длины кабеля, а также высокая конкуренция между операторами связи обуславливают необходимость решения следующих чрезвычайно важных задач: централизованное документирование кабельного хозяйства сети, постоянный контроль состояния линий связи, своевременное обнаружение деградации и повреждения оптических волокон в кабелях и их скорейшее восстановление.

Контролировать состояние и измерять параметры ВОЛС необходимо как в процессе монтажа, так и во время эксплуатации. Кроме того, это требуется делать при авариях – для определения их причины и места, при ремонтных работах – для определения качества проведенных работ, для профилактики – с целью предупреждения аварий и повышения надежности ВОЛС.

II. Постановка задачи

В процессе эксплуатации возникает необходимость контроля полного затухания тракта и затухания, вносимого сростками. В случае аварии, при обрыве ОК или ОВ, требуется быстро и точно определить место обрыва.

Для прогнозирования аварийных ситуаций необходимо проводить мониторинг состояния тракта и анализировать существующие в нем неоднородности.

Перед системой мониторинга ставятся следующие задачи:

- измерение параметров ОВ в ВОЛС;
- анализ трассы и нахождение места неисправности;
- анализ параметров ОВ, прогнозирования состояния ВОЛС.;
- представление информации в удобном для оператора виде, в том числе привязка неисправности к карте местности;
- документирование и управление соответствующей базой данных топологии и состояния элементов ВОЛС.

III. Теория

Внедрение системы автоматического мониторинга неразрывно связано с созданием базы данных сетевого кабельного хозяйства волоконно-оптической сети. Централизованность, гибкая наращиваемость и конфигурируемость таких БД повышают оперативность управления сложными и разветвленными ВОЛС, упрощают документирование прокладываемых кабелей и изменение статуса уже существующих.

Компоненты системы имеют модульную конструкцию с широким спектром различных конфигураций и наборов интерфейсов, поэтому система мониторинга легко внедряется в любую телекоммуникационную сеть, наращивается и подстраивается под ее текущие изменения.

Окончательный выбор той или иной системы мониторинга должен производиться в каждом конкретном случае с учетом топологии сети, ее дальнейшего развития и стоимости конкретной системы мониторинга ОК.

В процессе эксплуатации ВОС, согласно установившейся практике мониторинга, задаются:

- условия выполнения:
  - немедленно, периодически или по заданной во времени программе;
  - когда происходит тревога;

978-1-4673-2841-8/12/$31.00 ©2012 IEEE

- условия обнаружения нарушений для следующих процессов:
    - установления критериев контроля для точек сети связи;
    - ручного измерения с использованием курсоров;
    - определения составляющих потерь и обнаружения порога отражения;
    - автоматического измерения с использованием масок;
    - выявления изменения интересующих параметров;
- режимы выполняемых действий:
    - визуализации;
    - сохранения;
    - восстановления при тревоге.

На этапе наблюдения выполняется автоматическое обнаружение нарушений ОК в следующей последовательности:

- снятие рефлектограммы;
- задание установок и критериев сравнения;
- обнаружение и локализация нарушений.

Когда обнаруживается отклонение параметров ОВ, происходит передача сообщения с детальной информацией результатов идентификации и локализации отклонений с учетом параметров оптических компонентов кабеля и топологических идентификаторов.

При прогнозирующем обслуживании выполняется регулярное автоматическое накопление в базе данных характеристик и результатов измерений параметров ОВ (ослабления, потерь, отражений, рефлектограмм и др.), что в свою очередь позволяет:

- идентифицировать и устранять нарушения прежде, чем на линию выйдет бригада обслуживания;
- контролировать качество ОК;
- проводить вычисления по нескольким индикаторам качества;
- устанавливать статус сети.

Каждая из рассмотренных процедур имеет свой уровень приоритета, который при необходимости может быть изменен. Изначально, наивысший приоритет устанавливается для процедуры измерений. Кроме этого администратор системы может устанавливать приоритеты для каждого пользователя и определять группы санкционированных пользователей. Для некоторых групп приоритеты являются общими и наследуются подгруппами, а с целью фиксации попыток связи система организует соответствующий файл.

IV. Выводы и заключение

При этом имеется возможность задания нескольких критериев обнаружения и добавления комментариев к различным случаям сигнализации. В результате, имея накопленную базу данных и набор инструментов для их анализа, пользователь может контролировать временные изменения характеристик оптических компонентов, отслеживать развитие индикаторов качества, анализировать общую тенденцию и, как следствие, разработать прогнозирующую политику обслуживания сети. Результаты измерений и другие данные могут экспортироваться во внешние средства обработки данных, такие как Excel™, Word™ и др. и могут быть представлены в виде твердых копий.

Список литературы

[1] С. Е. Некрасов. Системы дистанционного мониторинга оптических кабелей. — Технологии и средства связи, 2000, №5, с. 28-32.Форсайт, Дэвид А, Понс, Жан. Компьютерное зрение. Современный подход.: Пер. с англ. – М.: Издательский дом «Вильямс», 2004.–928 с.

[2] А. В. Листвин, В. Н Листвин Рефлектометрия оптических волокон —М.:ЛЕСАРарт, 2005. 208с.

[3] Информация с Web-сервера компании GN Nettest, http://www.gnnettest.com/.

[4] Информация с Web-сервера http://www.heveco.kz/amficom.htm.

Богачков И.В. (Омск, ОмГТУ)

Горлов Н.И. (Новосибирск, СибГУТИ)

Стабилизация постоянной составляющей пока раскачки n-p-n СВЧ мощных транзисторов в схеме с ОБ

Шауро Г.С., Плавский Л.Г
Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия

Аннотация - рассматриваются варианты диодной стабилизации постоянной составляющей тока раскачки мощных кремниевых СВЧ – транзисторов по схеме с ОБ. Приведены варианты реализации, которые применялись в реальных разработках.

Ключевые слова – Стабилизация, постоянная составляющая тока, СВЧ, n-p-n транзистор.

I. Введение

При всем многообразии способов реализации нами разработаны варианты как простые в исполнении, так и достаточно надежные.

II. Описание принципа

Один из таких наиболее часто применяемый на практике [1] приведены на рис. 1.РН выполнен на кремниевых СВЧ-транзисторах, выключенных в схеме с ОБ и работающих в режиме класса С.

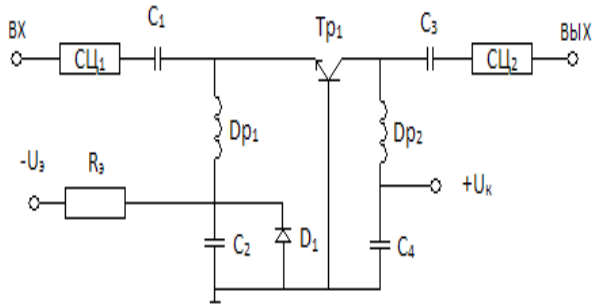


Рис 1. Схема питания СВЧ n-p-n транзистора со схемой стабилизации тока раскачки

На этой схеме:
$Тр_1$ - кремниевый СВЧ –транзистор;
$СЦ_1$ и $СЦ_2$ – входные и выходные согласующиеся цепи;
$R_э$ – стабилизирующее сопротивление;
C_1,C_2,C_3,C_4 – разделительные емкости;
Dp_1,Dp2 – дроссели СВЧ в виде отрезков микро полосковых линий передачи длиной λ/4;
D_1 – германиевый диод;
- $U_э$ – отрицательное питающее напряжение эмиттера транзистора;
+ $U_к$ – положительное питающее напряжение коллектора транзистора;

Приведенная на рис. 1 схема работает следующим образом : при отсутствии входной СВЧ – мощности ток источника эмиттерного напряжения замыкается германиевым диодом D_1. При этом кремниевый переход э - б транзистора открывается при 0,7 В, а германиевый диод при напряжении 0,3 В. При поступлении входной СВЧ сигнала напряжение на эмиттерном переходе падает и становится нулевым при отрицательным, а ток стабилизируется и замыкается через переход э – б СВЧ – транзистора. Номинал резистора $R_э$ выбирается из условий максимального тока раскачки СВЧ транзистора I_{max}

$$Rэ = \frac{-Uэ+0{,}7\ В}{Imax} \quad (1).$$

Когда имеется схема стабилизации тока раскачки СВЧ транзистора постоянная составляющая тока СВЧ транзистора не может превысить значении I_{max} . В тоже время эмиттерный переход СВЧ транзистора находится в незначительном приоткрытом состоянии и изменяющиеся входная мощность открывает СВЧ транзистор. Это повышает коэффициент усиление транзистора, уменьшает неравномерность АЧХ каскада в полосе пропускания, одновременно увеличивает надежность.

К преимуществам такой схемы можно отнести простоту реализации, к недостаткам – при отсутствием входного сигнала через СВЧ – транзистор течет незначительный постоянный ток и как показала практика, использования такой схемы при резком отключении входной мощности возможен выход мощного СВЧ – транзистора из строя за счет инерционных свойств элементов схемы.

Другим вариантом схемы стабилизации является схема, приведенная на рис.2.

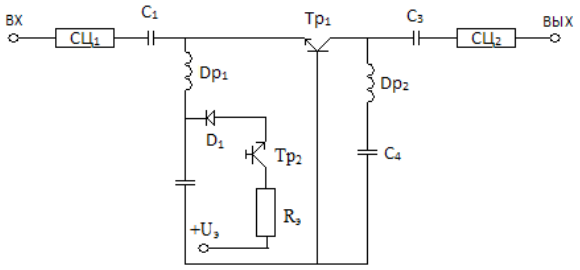


Рис. 2. Схема стабилизации постоянной составляющей тока раскачки СВЧ – транзистора с использованием низкочастотного n-p-n транзистора

На этом рисунке те же обозначения что и на рис.1, но добавлено:

$Тр_1$ – СВЧ n-p-n;

$Тр_2$ – низкочастотный p-n-p транзистор;

$R_э$ – определяется по выражению (1);

D_1 – кремниевый диод;

$U_э$ – напряжение питание эмиттера, $U_э = 2,5 \div 3$ В;

$U_к$ – напряжение питание коллектора, $U_к = +24 \div 27$;

D_1 - кремниевый диод (нами использовался диод Д-212) обеспечивает начальную рабочую точку СВЧ – транзистора близкую к нулю или даже порядка 0,1 Вт, что искажает изначальный ток СВЧ – транзистора.

При подаче входной СВЧ мощности на эмиттерном переходе СВЧ транзисторе возникает отрицательное постоянное напряжение и ток низкочастотного транзистора может замыкаться через переход Э – Б СВЧ транзистора. Диод D_1 компенсирует падения напряжения на переходе К – Б низкочастотного транзистора и тем самым исключит постоянную составляющую тока СВЧ – транзисторе при отсутствие входного СВЧ сигнала. Это обеспечивает надежность работу СВЧ – транзисторе в отличии в от схемы на рис.1.

III. Выводы и заключение

Рассмотренные схемы широко используются нами при разработки мощных транзисторных усилителей метрового и нижней части дециметрового диапазона и показали высокую эффективность.

Список литературы

[1] Шауро Г.С. Исследования и разработка методов проектирования мощных транзисторных усилителей СВЧ/авторреферат кандидатской диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Новосибирск, 1983г., с.29.

Быстрое Определение АФЧХ Электрических Объектов

Станислав П. НОВИЦКИЙ[1], Андрей Л. ПЕЧНИКОВ[2]

[1]НГТУ, Новосибирск [2]ООКБ Автоматики, Новосибирск

E-mail: novitskiysp@mail.ru

Аннотация **- Для повышения точности численного определения импедансов исследуемых объектов по сигналам воздействия и отклика предлагается, перед применением к ним преобразования Фурье, использовать сглаживание данных эксперимента интерполяционным сплайном Лагранжа третьей степени.**

Ключевые слова **- Исследуемый объект, импеданс, амплитудно-фазочастотная характеристика, погрешность, Фурье-образ.**

I.ВВЕДЕНИЕ

ПРИ изучении свойств различных по природе электрических объектов (электрофизических, электрохимических, биологических, электро- и радиотехнических и др.) широко используются релаксационные методы, в которых по отношениям гармонических сигналов воздействия и отклика объекта определяют значение их иммитанса [1] - комплексного сопротивления или комплексной проводимости. Обычные измерители для получения результата требуют большого числа периодов (несколько десятков) воздействующего сигнала [1-3]. Однако такое требование не всегда может быть выполнено, особенно если объекты имеют невысокую сохранность во времени и измерения проводятся в области низких и инфранизких частот (10^3-10^{-3} Гц) [1].

II.ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Более перспективным с точки зрения быстродействия является метод, основанный на применении сигналов с широким спектром частот [4,5]. В этом случае воздействующий сигнал, например ток ***i(t),*** и отклик сигнала объекта - напряжение ***e(t),*** регистрируют в виде последовательностей цифровых отсчетов i[k] и e[k]. Полученные отсчеты используют для вычисления Фурье-образов e[k]—>E(jω) и i[k]–>I(jω) а, измеряемый импеданс ***Z(jω)*** или адмиттанс ***Y(jω)*** исследуемого объекта (ИО) определяют из соотношений:

$$Z(j\omega) = E(j\omega)/I(j\omega),\quad Y(jw) = I(j\omega)/E(j\omega). \qquad (1)$$

III. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Известные методы численного определения Фурье-образов исследуемого объекта [4] имеют низкую точность. Для повышения точности определения импеданса ИО используют различные методы интерполяций [5-7]. Наиболее перспективным из них является способ, предложенный в [8] и основанный на использовании полиномиального сплайна Лагранжа 3-ей степени. Фурье-образ сигнала вычисляется с помощью преобразования Фурье и определяется на дискретной сетке частот

$$f \equiv fk \equiv k\Delta f = k/T = k/N\Delta t,$$

где T — длительность измерительного интервала сигнала, Af - шаг сетки частот, $\kappa = 0, \ldots, N/2$ - порядковые номера дискретных частотных отсчетов, $At = T/N$. Расчет Фурье-образа отклика сигнала на дискретной сетке частот приводит к периодизации отсчетов отклика сигнала в частотной области. Чтобы избежать искажений, связанных с периодизацией, интервал времени измерения T выбирался так, чтобы отклик сигнала достигал установившегося значения, а максимальное значение частоты выходного сигнала ограничивалось значением $f_{max} = N \times \Delta f/2T$.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ИХ ОБУЖДЕНИЕ

Полученные по переходным характеристикам частотные характеристики импеданса моделей электрохимических систем (ЭХС) сравнивались с их теоретическими характеристиками, вычисленными в частотной области.

Сравнение методов по точности измерения импеданса производилось на модели ЭХС с замедленными стадиями разряда и диффузии (модель Эршлера-Рэндлза [1]). Модель Эршлера-Рэндлза соответствует большому классу ЭХС (примерно 70% от общего числа моделей ЭХС); ее отличие состоит в том, что в ветви фарадеевского импеданса с сопротивлением переноса

заряда $R_{,,}$ последовательно включен импеданс Варбурга $Z_w = W\omega^{-1/2}(1-j)$, учитывающий диффузионные ограничения; здесь W- константа Варбурга, $j = \sqrt{-1}$. В исследуемой модели сопротивление электролита $R_3 = 50$ Ом, сопротивление переноса заряда $R_n = 500$ Ом, емкость двойного слоя $C_д = 15$ мкФ, константа Варбурга $W = 20000\ Ом \cdot c^{-1/2}$. Воздействие на модель осуществлялось скачком тока амплитудой $I = 200$ мА; отклик сигнала снимался в течение времени T = 0,5 с; за время T получено N = 1024 отсчетов измеряемого сигнала. Диапазон частот, в котором производился расчет импеданса, составлял 12,5 ... 754 Гц. На Рисунке представлены годографы импеданса модели Эршлера-Рэндлза [1], полученные по Фурье-образам при использовании различных методов [5-8]. Для модели Эршлера-Рэндлза при указанных выше условиях измерения исследовалось максимальное значение погрешности модуля и фазы измеряемого импеданса от степени L используемого для интерполяции результатов измерений полинома Лагранжа. Результаты этих исследований для преобладающей максимальной из погрешностей, т.е. для фазового сдвига импеданса $\delta_{FZ}[k]$, приведены в Таблице. Из таблицы следует, что малые значения погрешности имеют место при использовании сплайнов Лагранжа со степенью L , равной 3 и 4. Использование полиномов со степенью L≥ 4 приводит как к увеличению погрешности искомых компонентов импеданса, так и к возрастанию вычислительных затрат и поэтому нецелесообразно.

V. ВЫВОДЫ

Выполненные исследования показали, что наиболее оптимальным, с точки зрения достижения минимума погрешности и вычислительных затрат, является способ [8], в котором для сглаживания дискретных отсчетов измерительных сигналов используется полином Лагранжа третьей степени. Использование же для этих же целей методов, предложенных Pilla [5], Ye и Doblhofer [6] и Gestblom и Noreland [7], приводит к недопустимо большим погрешностям.

Таблица. Значения погрешности измерения фазового сдвига импеданса $\delta_{FZ}[k]$, модели Эршлера-Рэндлза от степени L сглаживающего полинома Лагранжа

L	1	2	3	4	5	6
$\delta_{FZ}[k]$, %	21	12,8	4,3	4,6	7,8	10,8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] **Стойнов З.Б. и др.** Электрохимический импеданс. - М.; Наука, 1991 * 336 е.; **Графов Б. М-, Укше** Е. **А.** Электрохимические цепи переменного тока.М: Наука, 1973. - 128 с.

[2] **Гриневич Ф.Б.** Автоматические мосты переменного тока, Новосибирск. РИО СОАН СССР, 1964. - 216 с.

[3] **Буренков И.И., Новицкий С. П.** Цифровой измеритель параметров электродных процессов // Электрохимия, 1985, 21, № 8, 1091.

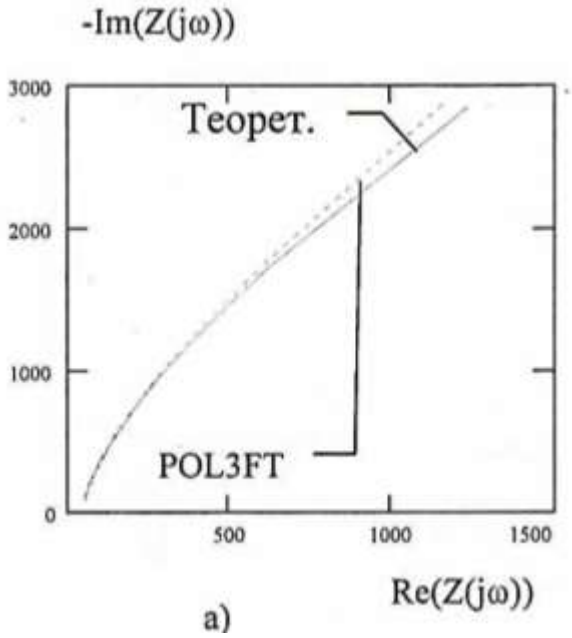
[4] **Горинштейн** А.М. Численные методы решения задач радиотехники и техники связи на ЭЦВМ. -М.: Связь, 1972.-200 с.

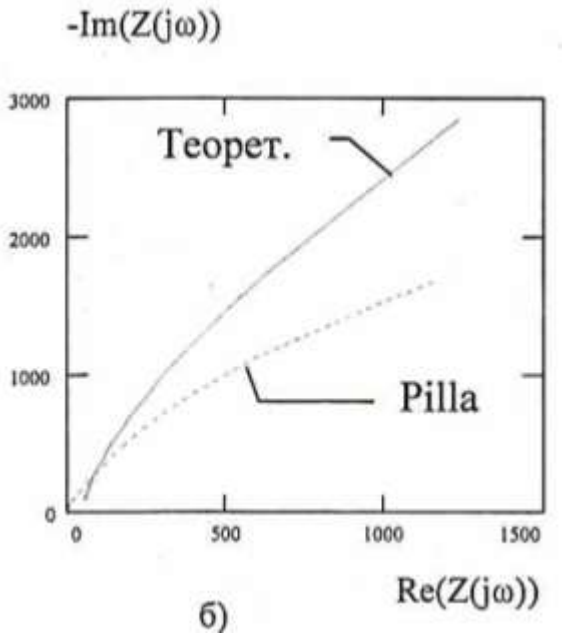
[5] **Pilla A.A.** A transient impedance technique for the study of electrode kinetics//J. Electrochem. Soc- 1970. - Vol. 117. - P. 467.

[6] **Ye J., Doblhofer K.** Some practical aspects of numerical Laplace transformation for impedance analyses of electrochemical systems. // J. Electroanal. Chem. - 1989. - Vol.261, - p. 11.

[7] **Gestblom B., Noreland E.** A sample transmission method in dielectric time domain spectroscopy // Chem. Phys. Letters. - 1979. - Vol. 68, №1.-p. 143 - 145.

[8] Патент № 2133041 RU, МКИ 6 G01 R23/16. Способ определения спектра электрических сигналов/ Новицкий СП., Филатов А.В.// -1999, БИ№9.





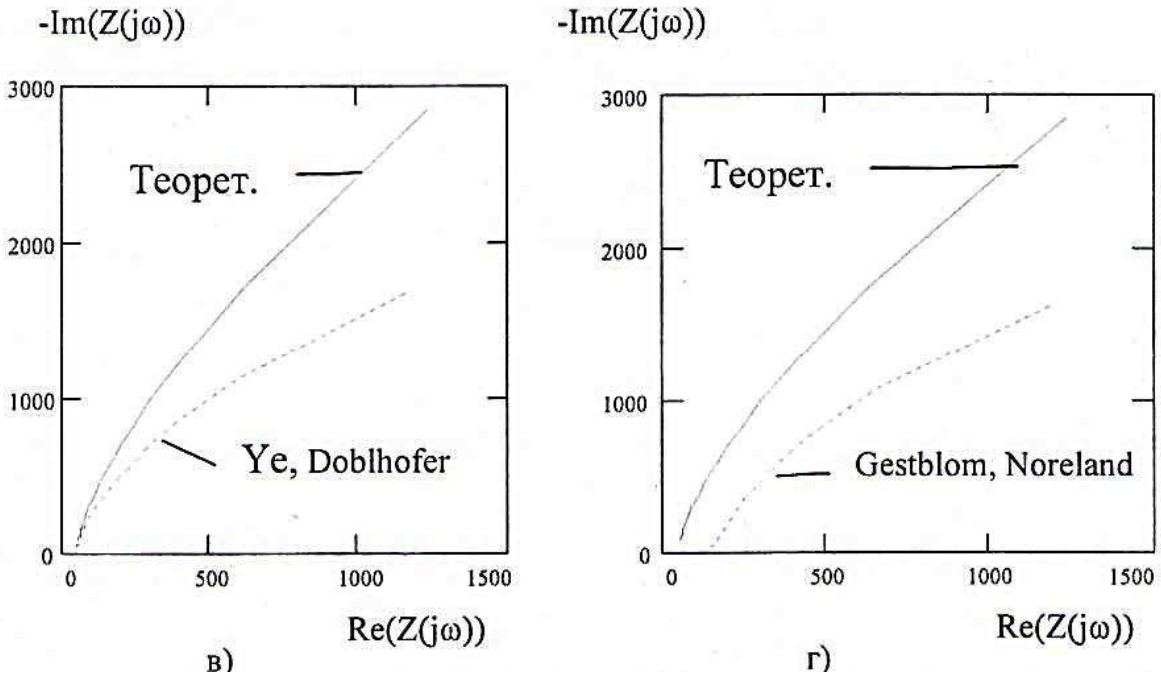


Рис. 1. Годографы импеданса модели Эршлера-Рэндлза, полученные при использовании различных методов расчета Фурье-образа: а - метод с использованием интерполяционного полиномиального сплайна Лагранжа третьей степени (POL3FT)[8], б - метод РША [5], в - метод Ye и Doblhofer [6], г - Gestblom и Noreland [7].

Печников Андрей Львович, инженер ООКБ Автоматики. Основное направление научных исследований - прецизионные измерения параметров электрофизических и электрохимических объектов. Имеет более 20 научных публикаций.

Новицкий Станислав Поликарпович, доктор технических наук, профессор кафедры Радиоприемных и радиопередающих устройств НГТУ. Основные направления научных исследований: цифровое телевидение; измерение параметров сложных электрических объектов. Имеет более 200 научных работ.

THE CONTENTS
СОДЕРЖАНИЕ

Секция: « Электронно-физическая секция»
Section: « Electron-physical section»

КРАСНОПЕВЦЕВ Е.А. Формулы Френеля для электрона в гетероструктуре, Новосибирск, Россия **KRASNOPEVTSEV E. A.** Fresnel formulas for electron in heterostructure, Novosibirsk, Russia	11
ПОЛСТЯНКИН А. В., ГРИДЧИН В. А. Импульсный токовый отжиг поликремниевых тензорезисторов в сенсоре давления Новосибирск, Россия **POLSTYANKIN A. V., GRIDCHIN V. A.** Pulse current trimming of polysilicon piezoresistors in pressure sensor Novosibirsk, Russia	15
ГРИДЧИН В. А., АНТОНОВ А. А. Термокомпенсация тензорезистивных датчиков с использованием биполярного транзистора в расширенном температурном диапазоне Новосибирск, Россия **GRIDCHIN V. A., ANTONOV A. A.** Termocompensation of tensoresistive sensors using bipolar junction transistor in extended temperature range, Novosibirsk, Russia	20
ВИЛЬШУК В. А., ЗАХАРЕНКО В. А., ШКАЕВ А. Г. Технология электронной термокомпенсации фотоприемников, Омск, Россия **VILSHUK V.A., ZAHARENKO V.A., SHKAEV A.G.** Technology of electronic thermoindemnification of photodetectors, Omsk, Russia	25
КАЛИНИН С. В., ЕГОРКИН А. В. Моделирование эффекта заострения кремниевых игл в процессе их термического окисления, Новосибирск, Россия **KALININ S. V., EGORKIN A.V.** Modeling the Effect of Sharpening of Silicon Needles in the Process of Thermal Oxidation, Novosibirsk, Russia	28
БОГОМОЛОВ Б. К. Проблемы плазмохимического травления Si при формировании 3D структур (технология Tri-Gate нанотранзисторов) Новосибирск, Россия **BOGOMOLOV B. K.** Problems of Plasmochemical Etching of Si in Case of Formation 3D Structures (Tri-Gate Technology of Nanotransistors), Novosibirsk, Russia	31
РАДЧЕНКО С. Е. Методика интерпретации энергетического спектра вторичного гамма-излучения на основе векторной аппроксимации Новосибирск, Россия **RADCHENKO S.E.** Gamma spectrum interpretation method based on vector approximation, Novosibirsk, Russia	37

ОКОНЕШНИКОВ В. И., РАЗИНКИН В. П. Механика атомно-эфирной записи и воспроизведения информации Новосибирск, Россия 42

OKONESHNIKOV V. I., RAZINKIN V. P. Atom–ether data recording and reproduction mechanics, Novosibirsk, Russia

ГОРБАЧЕВ А. П., БУХТИЯРОВ Д. А., Новый дипольный излучатель с концевым питанием, Новосибирск, Россия 45

GORBACHEV A. P., BUHTIYAROV D. A. A Novel Ends-Fed Dipole Radiator, Novosibirsk, Russia,

МОКРОУСОВ А. В., ЛИСИЦЫНА Л. И. Исследование влияния влажности воздуха на картины газоразрядных фотографий объектов малой площади, Новосибирск, Россия 53

MOKROUSOV A.V., LISITCINA L.I. Research of the influence of air humidity at the pictures of gas discharge images of the small area, Novosibirsk, Russia

ДАНИЛОВ В. Г., ЕРЕМИНА А. Ф., ЛИСИЦЫНА Л. И. Влияние конфигурации щели среднего электрода одиночной линзы на ее оптические параметры, Новосибирск, Россия 56

DANILOV V.G., EREMINA A.F., LISITCINA L.I. The influence of the configuration of the chink of secondary lead single lens at the optical parameters, Novosibirsk, Russia

ВАСЮКОВ В. Н., ДРАГУНОВ В. П., ОСТЕРТАК Д. И., Анализ работы МЭМП с мостовой схемой включения при случайных воздействиях Новосибирск, Россия 59

VASYUKOV V. N., DRAGUNOV V. P., OSTERTAK D. I.
Novosibirsk, Russia

ДРАГУНОВ В. П., ДОРЖИЕВ В. Ю. Разработка методики проектирования МЭМ генератора с удвоением заряда, Новосибирск, Россия 65

DRAGUNOV V.P., DORZHIEV V.YU. Development of design techniques MEM generator with a doubling of electricity, Novosibirsk, Russia

БЯЛИК А. Д. Конструктивные особенности схем электронной обработки сигнала амплитудных волоконно-оптических датчиков давления рефлектометрического типа, Новосибирск, Россия 69

BJALIK A. D. Design features of signal processing schemes of amplitude reflektometric fiber-optic pressure sensors, Novosibirsk, Russia

КАЦЮБА А. В., ВЕЛИЧКО А. А., ИЛЮШИН В. А., СИВЫХ Г. Ф. Анализ механизмов перегрева гетероструктур Ge/Si в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, Новосибирск, Россия

KATCUBA A. V., VELICHKO A. A., ILYUSHIN V. A., SIVIH G. F. The analysis of the mechanisms of overheating of the Ge/Si heterostructures in the process of molecular-beam epitaxy, Novosibirsk, Russia — 73

БЕРДНИКОВ В. С., МИТИН К. А., МИТИНА А. В. Влияние радиационно-конвективного теплообмена на поля температуры в кристаллах в методе Чохральского, Новосибирск, Россия

BERDNIKOV V.S., MITIN K.A., MITIN A.V. Influence of radiation-convective heat exchange on temperature fields in crystals in a Czochralski method**,** Novosibirsk, Russia — 77

БЕРДНИКОВ В. С., МИТИН К. А., МИТИНА А.В. Сопряженный конвективный теплообмен в вертикальных слоях жидкости и газа, Новосибирск, Россия

BERDNIKOV V.S., MITIN K.A., MITIN A.V. The conjugate heat convection in fluid and gas vertical layers**,** Novosibirsk, Russia — 82

IOFFE V. M. The inertial thermonuclear fusion is feasible owing to development of thin films technologies**,** Novosibirsk, Russia — 88

МОИСЕЕВ А. Г. Рассеяние дырок в изотропном поликристалле кремния и расчёт эффективных масс носителей зарядов, Новосибирск, Россия

MOISEEV A. G. The scattering of holes in the isotropic polycristal silicon and the calculation of the effective mass of carriers charges, Novosibirsk, Russia — 93

MININ V.F., MININ O.V., MININ I.V. Physics hypercumulation and comdined shaped charges**,** Novosibirsk, Russia — 95

АУБАКИРОВ К. Я., ВАГИН Д. В., РУБАНОВИЧ М. Г., СТОЛЯРЕНКО А. А. Определение распределения ёмкости на микрополосковой линии методом конечных элементов, Новосибирск, Россия

AUBAKIROV K. Y., VAGIN D. V., RUBANOVICH M. G., STLYARENKO A. A. Study of capacitance distribution in micro-strip line by finite elements method**,** Novosibirsk, Russia — 114

ГРИНБЕРГ Я. С., ШТЫГАШЕВ А. А.**, ПЕЙСАХОВИЧ Ю. Г., СУЛТАНОВ А. Н.** Исследование параметрического взаимодействия микроволнового СВЧ резонатора с наномеханическим резонатором, Новосибирск, Россия

GREENBERG YA. S., SHTYGASHEV A. A., PEISAKHOVICH YU. G., SULTANOV A. N. The study of parametric interaction of microwave guide with nanomechanical resonator, Novosibirsk, Russia — 117

РАБИНОВИЧ Е. В., ТУРКИН А. С. Частотно-временная фильтрация микросейсмических источников, Новосибирск, Россия — 124

RABINOVICH E. V., TURKIN A. S. Frequency-temporal filtering of the microseismic sources, Novosibirsk, Russia

ГОРБАЧЕВ А. П., МИЧУРИНА Т. В. Дипольная печатная фазированная антенная решетка, Новосибирск, Россия 128

GORBACHEV A. P., MICHURINA T. V. Dipole printed phased array antenna array, Novosibirsk, Russia

НОВИЦКИЙ С. П., РУБАНОВИЧ М. Г. Фильтр Калмана для уточнения оценок индуктивности микрополосковых линий**,** Новосибирск, Россия 132

NOVITSKY C. P., RUBANOVICH M. G. Kalman filter to refine estimates of inductance of a microstrip lines, Novosibirsk, Russia

SADOVOI G. S. New Approach to Problem of the Nature of Mass and of Energy, Novosibirsk, Russia 133

ПАВЛОВА А. Ю., ХИВИНЦЕВ Ю. В., ФИЛИМОНОВ Ю. А., TIERCELIN N., PERNOD P. Создание туннельного перехода с помощью сканирующей зондовой литографии, Саратов, Россия, Ecole centrale de Lille, Villeneuve d’Ascq, France 135

PAVLOVA A. Yu., HIVINTCEV Yu. V., FILIMONOV YU. A., TIERCELIN N. PERNOD P. The Creation of the tunnel transition with the help of scanning probe lithography, Saratov, Russia; Ecole centrale de Lille, Villeneuve d'ascq, France

БОГАЧКОВ И.В., ГОРЛОВ Н.И. Проблемы мониторинга и ранней диагностики разветвленных волоконно-оптических сетей, Омск, Новосибирск, Россия 138

BOGACHKOV I.V., GORLOV N.I. The problems of monitoring and early diagnosis of branched fiber-optic networks, Omsk, Novosibirsk, Russia.

ШАУРО Г.С., ПЛАВСКИЙ Л.Г Стабилизация постоянной составляющей тока раскачки n-p-n СВЧ мощных транзисторов в схеме с ОБ, Новосибирск, Россия 140

SHAURO G.S., PLAVSKY L.G. Stabilization of the constant component of the current drive n-p-n microwave powerful transistor in the circuit CB, Novosibirsk, Russia

НОВИЦКИЙ С. П., ПЕЧНИКОВ А. Л. Быстрое определение АФЧХ электрических объектов, Новосибирск, Россия 142

NOVITSKY C. P., PECHNIKOV A. L. A quick definition AFFC electrical facilities, Novosibirsk, Russia

2012 11TH INTERNATIONAL
CONFERENCE ON ACTUAL PROBLEMS
OF ELECTRONIC INSTRUMENT ENGINEERING
(APEIE) – 30057
PROCEEDINGS
APEIE-2012
In 7 Volumes

МАТЕРИАЛЫ XI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО
ПРИБОРОСТРОЕНИЯ»
АПЭП-2012
В 7 томах

Председатель Международного программного комитета:
д.т.н. Пустовой Н.В.

Председатели национального комитета:
д.т.н. Вострецов А.Г., д.т.н. Гридчин В.А.
д.т.н. Лисицына Л.И., д.т.н. Хрусталев В.А.

Том 2

Электронно-физическая секция
Твердотельная, вакуумная и плазменная электроника:
физические процессы, технологии (включая нанотехнологию и наноматериалы), оборудование, приборы

Electron-physical section
Solid-State, Vacuum and Plasma Electronics:
Physical Processes, Technology (Including Nano-technology and nano-materials), Equipment, Devices

Подписано в печать . Формат 84 x 60 x 1/16
Бумага офсетная. Тираж экз. Печ. л. Заказ №

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630092, г. Новосибирск, пр. К.Маркса, 20.