

Таблица 6

Способ сварки	Скорость сварки м/ч	Отношение к базовому варианту	Производительность процесса	Отношение к базовому варианту
Сварка в CO_2 с нормальным вылетом электрода /базовый/	30	1,00	5,1	1,00
То же с увеличенным вылетом электрода	37	1,20	6,0	1,17
Сварка в смеси CO_2+O_2 с нормальным вылетом электрода	36	1,20	6,4	1,25
То же с увеличенным вылетом электрода	45	1,50	7,7	1,50

Испытание на статическое растяжение проведено в соответствии с ГОСТ 6996-84, а испытания на ударную вязкость в соответствии с ГОСТ 9454-88.

Результаты испытаний приведены в табл. 5. Для сравнения предложены данные для Ст3 ГОСТ 380-88.

Как видно из таблицы 6, полуавтоматическая сварка с увеличенным вылетом электродной проволоки гарантирует получение сварного соединения, не уступающего по своим пластическим свойствам соединениям, выполненным сваркой в среде CO_2 с нормальным вылетом, применяемой на заводе.

4. Техно-экономические исследования

Техно-экономические исследования проводились для четырех способов полуавтоматической газозащитной сварки:

- сварка в углекислом газе с нормальным вылетом электрода /базовый/;
- сварка в смеси газов CO_2+O_2 с нормальным вылетом электрода;
- сварка в углекислом газе с увеличенным вылетом электрода;
- сварка в смеси CO_2+O_2 с увеличенным вылетом электрода.

Для сравнения технико-экономических показателей каждого исследуемого способа определялись производительность процесса и скорость сварки каждого способа.

Техно-экономические показатели каждого исследуемого способа, а также их отношения к одноименным показателям базового варианта приведены в табл. 6.

УДК 535

Кушнер Т.Л., Чугунов С.В.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5 И CuGa_5Se_8

Введение

Оптические свойства тройных полупроводниковых соединений CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5 и CuGa_5Se_8 изучены достаточно слабо. Наличие прямых межзонных переходов с энергией от 1,0 эВ (для CuIn_3Se_5) до 1,9 эВ (для CuGa_5Se_8) при комнатной температуре делает эти материалы перспективными для создания на их основе ряда оптоэлектронных приборов: высокоэффективных, дешевых и радиационноустойчивых преобразователей солнечной энергии, ИК детекторов, оптических фильтров, светоизлучающих диодов и других устройств. Однако практическая реализация этой идеи затруднена, что обусловлено рядом факторов. Одним из них, и самым главным, является то, что до сих пор не решена проблема выращивания больших гомогенных и оптически однородных монокристаллов этого класса [1,2].

По данным табл. 6 видно, что все исследуемые способы сварки наиболее производительны, чем базовый. Скорость сварки при увеличенном вылете в углекислом газе больше, чем при нормальном на 20%, а для сварки в газовой смеси CO_2+O_2 с увеличенным вылетом электрода превышает этот показатель базового варианта на 50%.

Заключение

Произведенная модернизация сварочного оборудования позволила производить газозащитную сварку на повышенных режимах с увеличением скорости подачи электродной проволоки. В результате экспериментальных исследований определены оптимальные режимы, дающие качественный и ровный шов.

Проведенные испытания полуавтоматической сварки с увеличенным вылетом электродной проволоки на форсированных режимах подтвердили получение сварочного соединения, не уступающего по своим пластическим свойствам соединениям, выполненным в CO_2 с нормальным вылетом.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Лупачев В.Г. Сварочные работы: Учебное пособие: — Мн.: Выш. шк., 1998. — 320 с.
2. Сварка и свариваемые материалы. Справочник в 3-х т. Под ред. Э.Л. Макарова. — М.: Металлургия, 1993.
3. Шебеко Л.П. Оборудование и технология автоматической и полуавтоматической сварки. — М.: Высш. школа, 1986. — 394 с.

Статья поступила в редакцию 06.12.2006

Обзор литературы

В работе [3] исследованы спектры поглощения поликристаллических образцов CuIn_3Se_5 в интервале температур 10–300, полученных горизонтальным методом Бриджмена. Ширину запрещенной зоны (E_g) определяли экстраполяцией прямолинейного участка зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от $h\nu$. При 300 К ширина запрещенной зоны составила $E_g = 1,28$ эВ. При исследовании фотолюминесценции в температурном интервале 10–100 К обнаружено преимущественно широкополосное излучение. Для двух образцов максимумы излучения равны 1,028 эВ и 1,035 эВ, что значительно меньше, чем E_g и связаны, по-видимому, с рекомбинацией донор-акцептор.

Оптические свойства пленок CuIn_3Se_5 с различным содержанием индия при комнатной температуре изучены в работе [4]. Наряду со спектром пропускания тонких пленок

Кушнер Татьяна Леонидовна, старший преподаватель кафедры физики БрГТУ.

Чугунов Сергей Владимирович, ассистент кафедры физики БрГТУ.

Беларусь, Брестский государственный технический университет, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика

CuIn₃Se₅, для сравнения приведены спектры пропускания CuInSe₂ (In/(Cu+In)=50%) и CuIn₅Se₈ In/(Cu+In)=82%. Край полосы пропускания образцов CuIn₃Se₅ лежит в пределах между значениями для CuInSe₂ и CuIn₅Se₈. Путем экстраполяции кривой зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от $h\nu$ определено значение E_g для указанных составов. С ростом содержания индия от 73 % до 77 % значение ширины запрещенной зоны E_g увеличивается от 1,2 эВ до 1,25 эВ.

В работе [5] на пленках твердых растворов Cu(In_{1-x}Ga_x)₃Se₅, осажденных на стекле, исследовано оптическое пропускание и на его основе определена величина E_g . Обнаружено, что значение ширины запрещенной зоны изменяется линейно с составом от $E_g=1,23$ эВ (при $x=0$) до $E_g=1,85$ эВ (при $x=1$).

В работе [6] по спектрам пропускания и отражения была определена величина E_g для тройных соединений CuIn₃Se₅ и CuGa₃Se₅. Установлено, что указанные соединения являются материалами с прямыми межзонными переходами. Значения ширины запрещенной зоны, определенные экстраполяцией линейного участка зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от $h\nu$: $E_g=1,154$ эВ для CuIn₃Se₅ и $E_g=1,754$ эВ для CuGa₃Se₅.

Спектры пропускания для тройных соединений CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅, CuGa₅Se₈ были исследованы в работе [7]. Ширина запрещенной зоны этих соединений, определенная из зависимостей $(\alpha h\nu)^2$ от $h\nu$ представлена в таблице 1.

Здесь $\Delta E_1 = E_g(1:3:5) - E_g(1:1:2)$ и $\Delta E_2 = E_g(1:5:8) - E_g(1:1:2)$. Различия в значениях ширины запрещенной зоны авторы работы [7] связывают с образованием периодических вакансий меди, а также уменьшением взаимодействия Cu-Se. Так количество вакансий Cu в соединении CuGa₃Se₅ равно 5, а в CuGa₅Se₈ - 4.

Таблица 1. Значения ширины запрещенной зоны для соединений CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅, CuGa₅Se₈, определенные из спектров пропускания [7]

Соединение	E_g , эВ	ΔE_1 , мэВ	ΔE_2 , мэВ
CuIn ₃ Se ₅	1,21	0,17	
CuGa ₃ Se ₅	1,74	0,06	
CuGa ₅ Se ₈	1,78		0,10

Экспериментальная часть

Методом Бриджмена (вертикальный вариант) из элементарных компонентов выращены монокристаллы тройного соединения CuIn₃Se₅. В двухзонной горизонтальной печи произведен синтез соединений CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈. Полученные слитки использовались для выращивания методом Бриджмена-Стокбаргера монокристаллов CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈. Подробнее технология выращивания данных монокристаллов изложена в [8].

На выращенных монокристаллах CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈ [9] проведены измерения спектров пропускания и отражения в области края фундаментального поглощения с целью определения ширины запрещенной зоны (E_g) указанных тройных соединений. Форма края фундаментальной полосы поглощения определяется зонной структурой полупроводников. Известно, что тройные соединения I - III_n - VI_m, как и соединения I - III - VI₂, являются материалами с прямыми межзонными переходами, поэтому ширина запрещенной зоны (E_g) определялась экстраполяцией прямолинейного участка зависимости $(\eta \cdot \hbar\omega)^2$ от энергии фотонов ($\hbar\omega$) до пересечения с осью абсцисс.

Спектры регистрировались на спектрофотометре "Perkin-Elmer-Lambda-19" в области длин волн 200-2500 нм с разрешением 1 нм в интервале температур 10-300 К. Для измерений из выращенных кристаллов вырезались плоскопараллельные пластинки перпендикулярно оси роста. Добивались максимальной параллельности больших граней. Пластинки механически шлифовались с двух сторон на порошках карбида кремния с различным размером зерен. Далее проводилась тонкая шлифовка на порошках М-10, М-5, М-3. После шлифовки поверхность образцов полировалась с использованием в качестве полирующего вещества алмазных паст АМ-2, АМ-0,5. Толщина подготовленных пластин составила ≈ 20 мкм. Непосредственно перед измерениями образцы подвергались травлению в составе C₂H₅ОН : Br₂ = 3 : 1.

Экспериментально определялся коэффициент пропускания:

$$T = \frac{I}{I_0}, \tag{1}$$

где I - интенсивность света, прошедшего через оптическую систему с образцом;

I_0 - интенсивность света, прошедшего через оптическую систему без образца.

Из данных спектров пропускания рассчитывались коэффициенты поглощения η по формуле, учитывающей многократное внутреннее отражение в плоскопараллельном образце [10, 11]:

$$\eta = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{(1-R)^2}{2T} + \sqrt{\frac{(1-R)^4}{4T^2} + R^2} \right), \tag{2}$$

где b - толщина образца;

$R \approx 0,25$ - коэффициент отражения;

T - коэффициент пропускания.

Спектральные зависимости $(\eta \hbar\omega)^2$ от энергии фотонов ($\hbar\omega$) для CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈ имели ярко выраженные прямолинейные участки, что свидетельствовало (как и рентгеновские исследования) об однородности выращенных монокристаллов [12]. Ширина запрещенной зоны (E_g) определялась экстраполяцией прямолинейного участка зависимости $(\eta \cdot \hbar\omega)^2$ от энергии фотонов ($\hbar\omega$) до пересечения с осью абсцисс. Значения ширины запрещенной зоны E_g для кристаллов соединений CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈ при различных температурах сведены в таблицу 2.

Математическое моделирование

Исследование экспериментальной зависимости $E_g(T)$ связано с дальнейшей физически корректной аналитической интерпретацией полученных результатов. В течение последних 30 лет зависимость $E_g(T)$ описывали с помощью модели Варшни формулой [13]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\chi \cdot T^2}{\Theta + T} = E_g(0) - \frac{\chi}{\Theta} \cdot T^2 \left(1 - \frac{T}{\Theta + T} \right), \tag{3}$$

где χ - величина, определяемая тангенсом угла наклона $(\chi = -dE(T)/dT|_{T \rightarrow 0})$;

Θ - температурный фактор, характеризующий конкретный исследуемый материал.

Было обнаружено, что параметры χ и Θ могут адекватно соответствовать модели Варшни только для полупроводников, у которых $E_g(0) < 2,5$ эВ. Для некоторых соединений с $E_g(0) \geq 2,5$ эВ величины χ и Θ становятся отрицательными и полностью теряют физический смысл [14].

Таблица 2. Значения ширины запрещенной зоны для CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5 и CuGa_5Se_8 при различных температурах

CuIn_3Se_5		CuGa_3Se_5		CuGa_5Se_8	
T, K	$E_g(T), \text{эВ}$	T, K	$E_g(T), \text{эВ}$	T, K	$E_g(T), \text{эВ}$
10	1,2670	10	1,8590	10	1,9010
20	1,2667	20	1,8580	25	1,8990
35	1,2660	30	1,8570	35	1,8970
50	1,2650	50	1,8550	55	1,8925
80	1,2620	60	1,8530	70	1,8885
90	1,2600	80	1,8500	80	1,8850
100	1,2580	100	1,8440	100	1,8775
110	1,2550	115	1,8400	110	1,8740
125	1,2520	125	1,8360	125	1,8690
150	1,2450	150	1,8270	150	1,8600
175	1,2380	175	1,8170	175	1,8510
200	1,2330	200	1,8070	200	1,8410
220	1,2270	215	1,8020	215	1,8360
235	1,2230	230	1,7960	225	1,8310
250	1,2200	250	1,7880	250	1,8220
275	1,2130	270	1,7810	275	1,8130
300	1,2080	300	1,7700	300	1,8050

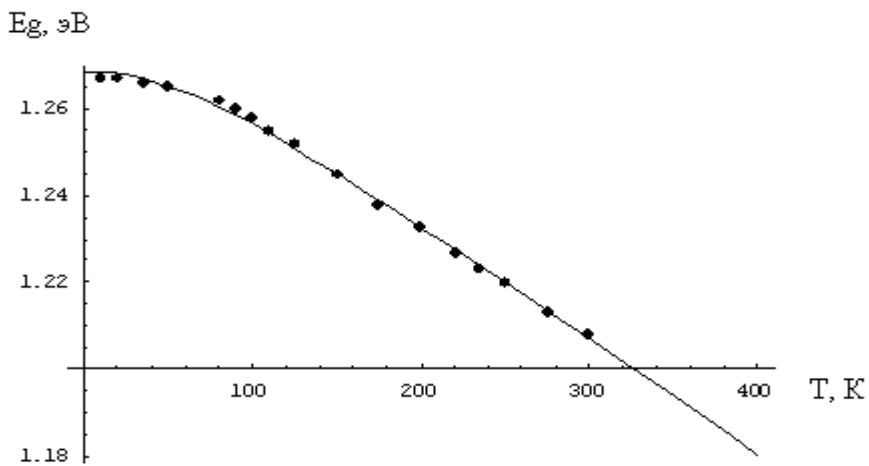


Рис. 1. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g от температуры для тройного соединения CuIn_3Se_5

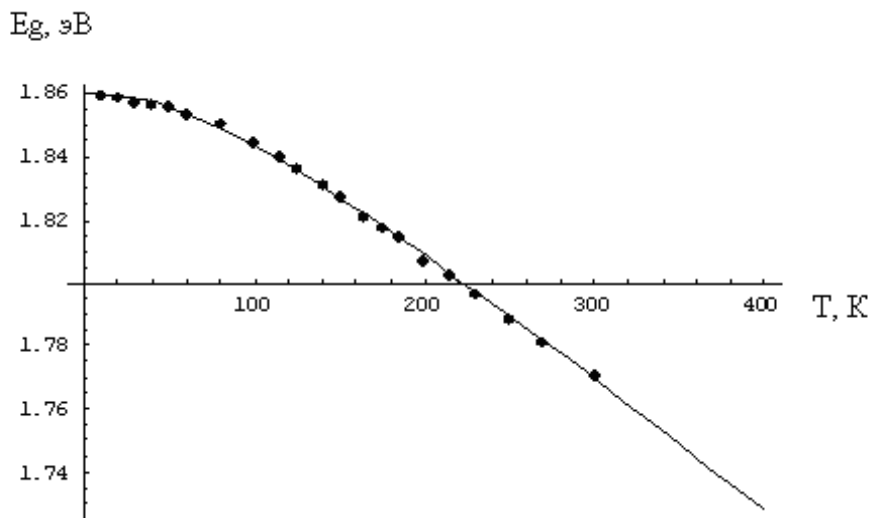


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g от температуры для тройного соединения CuGa_3Se_5

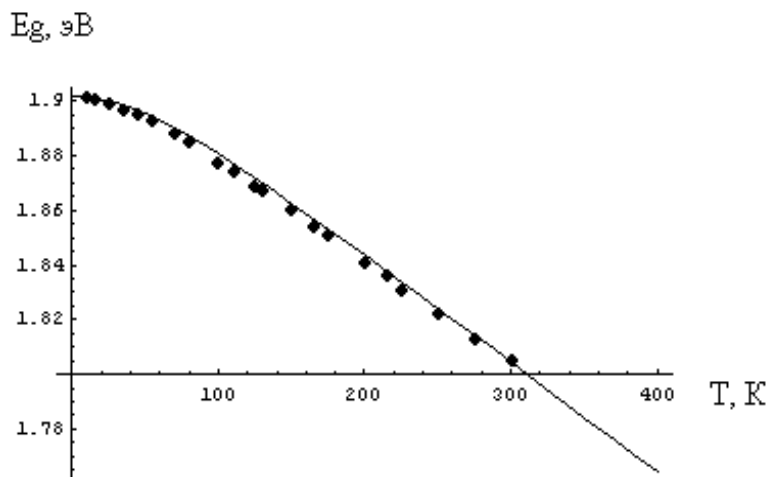


Рис 3. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g от температуры для тройного соединения $CuGa_5Se_8$

Теоретические исследования последних 20 лет показали, что вклад собственных фононных колебаний в сокращение интервала $E_g(T) - E_g(0)$ пропорционален среднему значению концентрации фононов [15].

$$n = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (4)$$

С учетом дисперсии энергии фононов можно ожидать изменения ширины запрещенной зоны в полупроводниках пропорционально фактору заполняемости Бозе-Эйнштейна. Следовательно:

$$E(0) - E(T) \propto \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \propto \frac{1}{e^{\frac{\Theta}{T}} - 1}, \quad (5)$$

где $\Theta = \hbar\omega/k$ – величина, получившая название эффективной фононной температуры.

Для тройных полупроводниковых соединений параметр $\Theta = 3 \cdot \Theta_D / 4$. Модель Бозе-Эйнштейна, которая учитывает соотношение (5) имеет физически разумный параметр $\chi = -dE(T)/dT|_{T \rightarrow \infty}$ при температурах ниже или близких к Θ_D . Температура Дебая является показателем возбуждения всего спектра собственных колебаний решетки. Высокоэнергетические (оптические) фононы могут вносить вклад в значение χ и проявлять свою «конкурентность» с низкоэнергетическими (акустическими) только при температурах близких или больших, чем Θ_D .

В работе [13] предложено описывать зависимость $E_g(T)$ формулой:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\chi \cdot \Theta}{2} \left(\sqrt[4]{1 + \frac{\pi^2}{6} \cdot \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^2 + \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^4} - 1 \right), \quad (6)$$

где $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при $T=0$ К.

χ – параметр, определяющий тангенс угла наклона касательной к кривой $E_g(T)$ ($\chi = -dE(T)/dT|_{T \rightarrow \infty}$);

Θ – эффективная фононная температура.

Температурные зависимости E_g для $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$ представлены соответственно на рисунках 1–3. Видно, что с понижением температуры ширина запрещенной зоны возрастает, а характер зависимости типичен для сложных полупроводниковых соединений.

Модель Пэсслера, описываемая уравнением (6), позволяет получить физически адекватные величины для широкозонных полупроводников в широком интервале температур с учетом дисперсии фононов. Данная модель была использована нами для описания температурных зависимостей $E_g(T)$ в кристаллах $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$. Величина χ рассчитывалась путем нахождения наилучшей зависимости («fitting»), удовлетворяющей экспериментальным данным $E_g(T)$ в интервале температур 10–300 К. Расчеты производили при помощи пакета прикладных программ «Mathematica». Результаты вычислений вместе со вспомогательными параметрами сведены в таблицу 3.

Таблица 3. Температура Дебая Θ_D^a [16], эффективная фононная температура Θ и наилучший параметр χ для соединений $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$

Параметр	$CuIn_3Se_5$	$CuGa_3Se_5$	$CuGa_5Se_8$
Θ_D^a , К	211	266	237
Θ , К	158,0	199,5	177,8
$\chi \cdot 10^{-4}$, эВ/К	2,68337	4,23967	4,38492

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Получение и исследование гетеропереходов $AgIn_5S_8/(InSe, GaSe)$ / И.В. Боднар [и др.] // ФТП. – 1999. – Т. 33, № 3. – С. 805–809.
2. Поверхностно-барьерные структуры $In/p-CuGa_3Te_5$ и $In/p-CuGa_5Te_8$: создание и свойства / В.Ю. Рудь [и др.] // ФТП. – 2006. – Т.40, № 9. – С. 1054–1061.
3. Electrical and optical properties of bulk $CuIn_3Se_5$ / S.M.Wasim [et al] // 11th International Conference on Ternary and Multinary Compounds: Book of Abstracts, Salford 8 – 12 September 1997. – Salford, 1998. – P. 573–577.
4. Growth and Band-gap Estimation of $CuIn_3Se_5$ Polycrystalline Thin Films / A. Hayakawa [et al] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 39, Suppl. 39–1. – P. 162–163.
5. Preparation and Characterization of $Cu(In_{1-x}Ga_x)_3Se_5$ thin films / T. Negami [et al] // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 67, № 6. – P. 825–827.
6. Crystal growth, structural characterization and room temperature band gap of $CuIn_3Se_5$ and $CuGa_3Se_5$ / G.Marin [et al] // 11th International Conference on Ternary and Multinary Compounds: Book of Abstracts, Salford 8 – 12 September 1997 / Salford, 1998. – P. 573–577.

7. Crystal Growth and Optical Characterization of Ordered Vacancy Compounds of the I-III₃-VI₅ and I-III₅-VI₈ Families / G. Marin [et al] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 39. Suppl. 39-1. – P. 44–45.
8. Фотоэлектрические свойства структур In/CuIn₃Se₅ и In/CuGa₃Se₅ / И.В. Боднар, Т.Л. Кушнер, В.Ю. Рудь [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. – 2002. – Т. 69, № 4. – С. 520–522.
9. Structural and Physical-Chemical Properties of the Ternary Compounds CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅ and CuGa₅Se₈ Proceedings of 13th International Conference Ternary and Multinary Compounds, Paris (France), 14–18 October 2002 / Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris. – Paris, 2002. – P. 175.
10. Уиллардсон, Р. Оптические свойства полупроводников / Р. Уиллардсон, А. Бир. – М: Мир, 1970. – 488 с.
11. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 672с.
12. Structural and physical-chemical properties of the CuGa₅Se₈, CuGa₃Se₅ and CuIn₃Se₅ Compounds / N.S. Orlova, I.V. Bodnar, and T.L. Kushner // J. Phys. Chem. Solids. – 2003. – № 64. – P. 1895–1899.
13. Pässler, R. Basic model relations for temperature dependences of fundamental energy gaps in semiconductors / R. Pässler // Phys. Stat. Sol. (b) – 1997. – Vol. 200. – P. 155–172.
14. Pässler, R. Dispersion-related assessments of temperature dependences of the fundamental band gap of hexagonal GaN / R. Pässler // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, № 8. – P. 3956–3964.
15. Codu, G.D. Bose-Einstein occupation factor in Semiconductors / G.D. Codu // Semiconductors and Semimetals. – 1984. – Vol. 21(b), № 2. – P. 11–79.
16. Структура и тепловые свойства соединений CuIn₃Se₅, CuGa₃Se₅ и CuGa₅Se₈ / Н.С. Орлова, И.В.Боднар, Т.Л.Кушнер // Актуальные проблемы физики твердого тела: Тез. докл. межд. науч. конф. к 40-летию ИФТТП НАНБ и 90-летию основателя института академика Н.Н.Сироты, Минск, 4-6 ноября 2003 г. / ИФТТП НАНБ. – Минск: изд-й. центр БГУ, 2003. – С. 167–168.

Статья поступила в редакцию 21.12.2006

УДК 519.64+513.6

Веремейчик А.И.

К РЕШЕНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТОДОМ ТЕОРИИ ПОТЕНЦИАЛА В ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Введение

Потребности современной техники во многих случаях требуют исследования напряженно-деформированного состояния конструкций, которые подвергаются воздействию механических нагрузок и изменяющихся во времени температур. Сложность форм применяемых конструкций и их отдельных элементов наряду со сложным характером упомянутых воздействий требуют разработки новых методов расчета на прочность для получения данных об их поведении при эксплуатации еще на этапе проектирования. Вопрос о нестационарных тепловых воздействиях на элементы конструкций актуален еще и потому, что механизмы эксплуатируются в условиях неравномерного нагрева, который вызывает значительные температурные напряжения и в сочетании с напряжениями, вызванными действием физической природы, часто становится причиной частичного или полного вывода механизмов из строя. При резко нестационарных процессах теплообмена возникает также большая неравномерность температуры и напряжений. Все это требует развития исследований нестационарных задач теплопроводности, связанных со строгим удовлетворением граничных условий по всей границе области при произвольном распределении в ней температуры.

1. Постановка задачи

При исследовании напряженно-деформированного состояния конструктивных элементов машин, механизмов и строительных конструкций, подвергающихся одновременному воздействию механических усилий и изменяющихся во времени температур, возникают дополнительные трудности из-за появления в разрешающих уравнениях времени как дополнительной независимой переменной. Один из подходов состоит в учете времени аналогично учету координат; при этом численное интегрирование производится по отрезку времени так же, как и по границе рассматриваемого тела. Однако этот метод значительно усложняет вычислительные операции. Для

преодоления этих трудностей целесообразно применить интегральное преобразование Лапласа к исходным дифференциальным уравнениям в частных производных и краевым условиям задачи путем исключения времени из числа независимых переменных [1]. Использование данного подхода позволяет одинаково хорошо решать краевые задачи с различного рода начальными и граничными условиями благодаря значительному упрощению исходных уравнений. Применение метода потенциала для решения задачи в изображениях значительно упрощает процедуру вычислений.

Рассмотрим дифференциальное уравнение несвязанной теплопроводности в виде [1]:

$$\nabla^2 T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

где $T = T(x, t)$ – распределение температуры как функция

координат произвольной точки x и времени t , $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ –

коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность материала, c – удельная теплоемкость.

2. Методика решения

Одно из решений уравнения (1), описывающее двумерное распространение тепла от точечного источника с интенсивностью, равной единице, который начинает действовать в некоторой произвольной точке тела x_0 в нулевой момент времени, является фундаментальным решением уравнения теплопроводности и имеет вид [2]:

$$T(x, t) = F(x_0, x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi at}} e^{\left(-\frac{r^2}{4at}\right)}, \quad (2)$$

Веремейчик Андрей Иванович, ст. преподаватель кафедры сопротивления материалов и теоретической механики БрГТУ. Беларусь, Брестский государственный технический университет, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.