

Таблица 3. Значения максимального фактора оптического ограничения Γ в зависимости от количества вставок КТ ZnCdSe при оптимальном количестве периодов сверхрешеток CP1a, CP2a, CP3a, CP1b, CP2b и CP3b и внутренние оптические потери, обусловленные поглощением в подложке для гетероструктур дизайна С с варизонным волноводом

Кол-во вставок КТ	Дизайн С						$\Gamma, \%$	$\alpha_{GaAs}, \text{см}^{-1}$
	NCP1a	NCP2a	NCP3a	NCP1b	NCP2b	NCP3b		
1	5	10	20	3	6	12	0.7559	0.02799
2	5	10	20	3	6	12	1.5210	0.01892
3	5	10	20	2	4	8	2.2896	0.02096
5	4	8	16	2	4	8	3.8490	0.01763
7	3	6	12	2	4	8	5.3955	0.01540
9	3	6	12	1	2	4	6.9381	0.01204

Заключение. Оптимизированы по фактору оптического ограничения толщины волноводных слоев гетероструктур трех дизайнов с одной, двумя, тремя, пятью, семью и девятью вставками КТ ZnCdSe. У гетероструктур дизайна А максимальный фактор оптического ограничения растет почти линейно с увеличением количества вставок от 0.7771 % (для одной вставки КТ ZnCdSe) до 6.9677 % (для 9 вставок КТ ZnCdSe). Удельный фактор оптического ограничения максимален для гетероструктуры с 4-5 вставками КТ ZnCdSe.

Для увеличения эффективности транспорта носителей заряда в активную область предложен дизайн гетероструктур с варизонным волноводом. Для структур с варизонным волноводом дизайнов В и С максимальный фактор оптического ограничения растет почти линейно с увеличением количества вставок от соответственно 0.7528 % и 0.7559 % (для одной вставки КТ ZnCdSe) до 6.9349 % и 6.9381 % (для 9 вставок КТ ZnCdSe). Применение варизонного волновода смещает максимум удельного фактора оптического ограничения в район 7 вставок КТ ZnCdSe. У гетероструктур с варизонным волноводом дизайна В и С максимальный фактор оптического ограничения уменьшается незначительно по сравнению с структурами дизайна А. Однако у структур с варизонным волноводом более эффективно осуществляется транспорт неравновесных носителей заряда в активную область, что позволяет надеяться на существенное снижение порога генерации и увеличение эффективности лазеров, изготовленных на основе этих гетероструктур.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Bergmann, M.J. Optical-field calculations for lossy multiple-layer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ laser diodes / M.J. Bergmann, H.C. Casey, Jr. // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 84, Iss. 3. – P. 1196–1203.
2. Chen, Ch. Efficient and accurate numerical analysis of multilayer planar optical waveguides in lossy anisotropic media / Ch. Chen, P. Berini, D. Feng, S. Tanev and V.P. Tzolov // Optics Express. – 2000. – Vol. 7, Iss. 8. – P. 260–272.
3. Тарасюк, Н.П. Фактор оптического ограничения и пороговые условия генерации оптически накачиваемых полупроводниковых лазеров на квантоворазмерных структурах InGaN/GaN , выращенных на кремниевых подложках / Н.П. Тарасюк, А.А. Гладыщук, Е.В. Луценко // Вестник БГТУ. Физика, математика, химия. – 2002. – № 5. – С. 8–13.
4. Адамс, М. Введение в теорию оптических волноводов / М. Адамс. – Москва: Мир, 1984. – 512 с.
5. Lunz, U. Optical properties of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{S}_y\text{Se}_{1-y}$ epitaxial layers for blue-green laser applications / U. Lunz, B. Jobst, S. Einfeicht, C.R. Becker, D. Hommel, G. Landwehr // J. Appl. Phys. – 1995. – Vol. 77, Iss. 10. – P. 5377–5380.
6. Li, H.H. Refractive index of ZnS, ZnSe, and ZnTe and its Wavelength and Temperature Derivatives / H.H. Li // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1984. – Vol. 13, Iss. 1. – P. 103–150.

Материал поступил в редакцию 23.10.12

TARASUK N.P., LUTSENKO E.V., GLADYSHCHUK A.A. Optical confinement factor of heterostructures ZnMgCdSSe with graded index a waveguide for optical pumped up lasers

The results of calculations of the optical confinement factor for heterostructures ZnMgCdSSe are presented. For increase in efficiency of transport of nonequilibrium charge carriers in active region the design of heterostructures with graded index a waveguide is offered. Comparison of the optical confinement factor, the specific optical confinement factor for heterostructures with graded index a waveguide, containing one, two, three, five, seven and nine ZnCdSe quantum dots has been carried out.

УДК 538. 91, 548.73,378.147:53

Чопчиц Н.И., Гладыщук А.А., Янусик И.С.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОСТОЯННЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СИЛ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ

Хорошо известно, что если в процессе колебаний на гармонический осциллятор действует постоянная диссипативная обобщенная сила, противоположная обобщенной скорости, то условный период колебаний, понимаемый как промежуток времени между двумя последовательными максимальными отклонениями одного знака, тот же, что и в отсутствие затухания. Поэтому определение характеристик диссипативной силы обычно основывается в этом случае исключительно на координатных измерениях, т.е. на изучении зависимости амплитудных отклонений от номера колебания или времени. Относительная погрешность измерения обобщенных координат в лабораторном физпрактикуме на два порядка больше относительной погрешности измерения времени, поэтому в данной работе предложена процедура определения характеристик постоянных диссипативных сил на

основе измерения времени. В качестве примера рассмотрим установку [1], схема которой изображена на рисунке 1.

Установка состоит из трёх сплошных цилиндров (заштрихованный цилиндр – съёмный) и двух некоаксиальных цилиндров, ℓ – расстояние между центрами масс большого (точка C_1) и малого (точка C_2) цилиндра. Пусть ρ – плотность материала цилиндров, M_0 – масса системы, состоящая из массы цилиндра радиусом R и толщиной h и суммы масс выступающих цилиндров радиусом r и толщиной h_1 . Тогда массы цилиндров и масса системы равны

$$M = \rho\pi R^2 h, \quad m = \rho\pi r^2 h_1, \quad M_0 = \rho\pi(R^2 h + 2r^2 h_1) \quad (1)$$

Чопчиц Н.И., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Янусик И.С., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

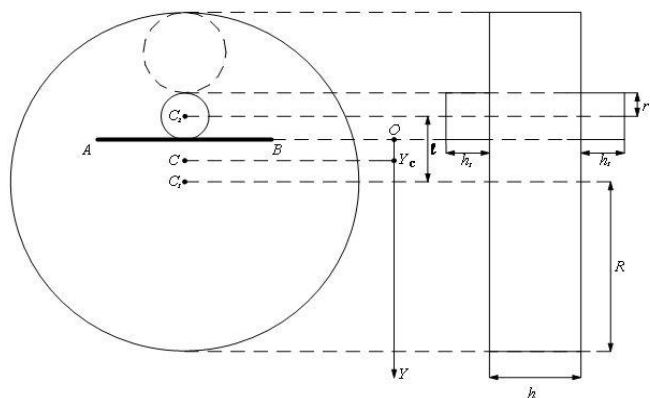


Рис. 1. Схема установки

Если систему поставить на две горизонтальные направляющие АВ и отклонить от положения равновесия, в котором центр масс С системы занимает самое низкое положение, то предоставленная самой себе система начнёт совершать колебания. Координата y_c центра масс системы (см. рисунок) определяется соотношением

$$y_c = \frac{M(\ell - r) - 2mr}{M + 2m} = \frac{M}{M + 2m} \cdot \ell - r. \quad (2)$$

Момент инерции системы относительно оси, проходящей через центр масс С находится по теореме Гюйгенса-Штейнера:

$$I_c = \frac{MR^2}{2} + M(\ell - r - y_c)^2 + 2 \left[\frac{mr^2}{2} + m(r + y_c)^2 \right]$$

$$\text{и } I_c = M \left[\frac{R^2}{2} + (\ell - r - y_c)^2 \right] + m \left[r^2 + 2(r + y_c)^2 \right] \quad (3)$$

Полная механическая энергия системы равна сумме кинетической и потенциальной энергий. Кинетическая энергия системы при качении по направляющим АВ находится по теореме Кёнига:

$$E_k = \frac{(M + 2m)V_c^2}{2} + \frac{I_c \Omega^2}{2},$$

где Ω – угловая скорость вращения системы. Если качение происходит без проскальзывания, то скорость точки контакта системы с опорой равна нулю. Поэтому скорость центра масс связана с угловой скоростью соотношением $V_c = \Omega \cdot y_c$. Таким образом,

$$E_k = \left[\frac{(M + 2m)y_c^2}{2} + \frac{I_c}{2} \right] \cdot \Omega^2. \quad (4)$$

Потенциальная энергия системы определяется высотой поднятия центра масс системы над положением равновесия. При повороте на угол φ центр масс системы поднимается на высоту $y_c(1 - \cos \varphi) = 2y_c \sin^2 \frac{\varphi}{2}$. Считая угол отклонения малым,

имеем $\sin \frac{\varphi}{2} \approx \frac{\varphi}{2}$ и тогда, считая потенциальную энергию равной нулю в положении равновесия, получим для потенциальной энергии в отклонённом положении выражение:

$$E_n = (M + 2m)g \cdot 2y_c \left(\frac{\varphi}{2} \right)^2 = \frac{(M + 2m)g \cdot y_c \cdot \varphi^2}{2}. \quad (5)$$

Учитывая, что угловая скорость связана с углом отклонения соотношением $\Omega = \dot{\varphi}$, получим для полной механической энергии выражение:

$$E = \frac{(M + 2m)y_c^2 + I_c}{2} \cdot \dot{\varphi}^2 + \frac{(M + 2m)g \cdot y_c}{2} \varphi^2. \quad (6)$$

Если пренебречь всеми силами трения, то полная механическая энергия системы сохраняется, т.е. энергия постоянна. Поэтому

дифференцируя (6) по времени и отбрасывая тривиальное решение $\dot{\varphi} = 0$, получим дифференциальное уравнение гармонических колебаний:

$$\ddot{\varphi} + \frac{(M + 2m)g \cdot y_c}{(M + 2m)y_c^2 + I_c} \varphi = 0. \quad (7)$$

Циклическая частота ω и период T этих колебаний равны соответственно:

$$\omega = \sqrt{\frac{(M + 2m)g \cdot y_c}{(M + 2m)y_c^2 + I_c}}, \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{(M + 2m)y_c^2 + I_c}{(M + 2m)g \cdot y_c}}. \quad (8)$$

Реально на рассматриваемую конструкцию при колебаниях действуют две диссипативные силы: сила вязкого трения о воздух и сила трения качения (см. рис. 2).

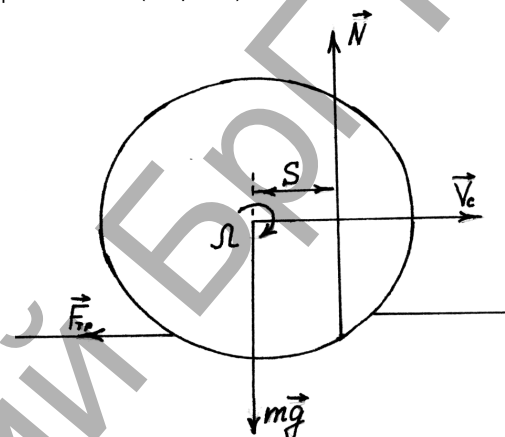


Рис. 2. Коэффициент трения качения

Влияние силы вязкого трения сказывается тем меньше, чем больше масса конструкции и меньше её угловая скорость Ω , т.е. угловая амплитуда колебаний. Для данной установки, как показывают расчёты, влиянием силы вязкого трения можно пренебречь. Трение качения возникает вследствие того, что при качении деформации опоры и катящегося тела не вполне симметричны и упруги (на рисунке показана только деформация опоры в сильно преувеличенном виде). При этом сила нормальной реакции $N = mg$ оказывается вынесённой вперёд относительно центра цилиндра С на отрезок, длина которого S называется коэффициентом трения качения. Смысл этого названия состоит в следующем. Сила трения (F_{TP}), направленная против скорости \vec{V}_c , момент которой относительно оси, проходящей через центр масс, практически равен $F_{TP} \cdot r$ (деформация цилиндра реально очень мала!), увеличивает угловую скорость Ω вращения диска, но одновременно уменьшает скорость центра масс. Если, однако, что обычно подразумевается, проскальзывание при качении отсутствует, то $V_c = \Omega \cdot r$, так что тормозит вращение диска именно сила реакции опоры (N), момент которой относительно оси, проходящей через центр масс, равен NS . Опыт показывает, что сила трения качения обычно очень мала, т.е. можно считать, что

$$F_{TP} r \approx NS = mgS,$$

так что

$$F_{TP} = \frac{S}{r} N = \frac{S}{r} mg.$$

В принципе, для сохранения аналогии с силой сухого трения скольжения можно было бы величину $\mu_{кач} = \frac{S}{r}$ называть коэффициентом трения качения, тогда $F_{TP} = \mu_{кач} N$, однако как сказано выше, исторически сложилось так, что коэффициентом трения качения называется величина S . Поэтому при наличии трения качения вместо уравнения (7) мы имеем следующее уравнение

$$\ddot{\varphi} + \frac{M_0 g \cdot y_C}{M_0 y_C^2 + I_C} \varphi = \pm \frac{M_0 g S}{M_0 y_C^2 + I_C}, \quad (9)$$

y_C – расстояние от центра масс системы до горизонтальной опоры в положении равновесия; I_C – момент инерции системы относительно оси, проходящей через центр масс; S – коэффициент трения качения. Знак «+» соответствует движению центра масс направо (поворот системы по часовой стрелке) и знак «-» соответствует повороту против часовой стрелки. Отметим, что все указанные величины за исключением S определяются геометрией масс системы и, следовательно, рассчитываются. При записи правой части уравнения считалось, что сила нормальной реакции опоры постоянна, что справедливо при малых колебаниях системы с относительной погрешностью порядка φ^2 .

Выводим конструкцию из сплошных цилиндров, к которой прикреплена стрелка, из положения равновесия на заданный угол и, располагая секундомером, измеряем по нанесённой шкале угол отклонения Φ от времени t .

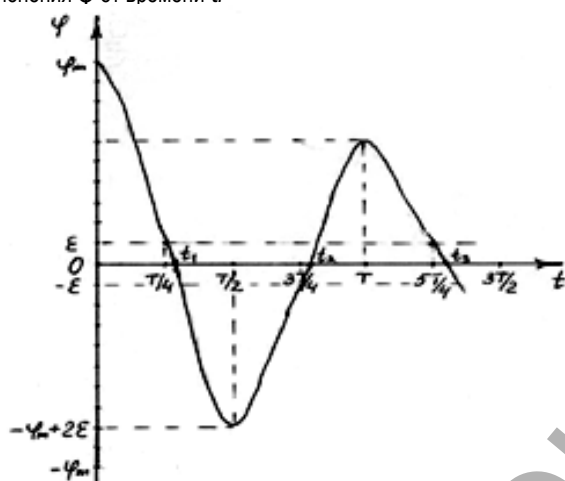


Рис. 3. График зависимости угла отклонения от времени

На рисунке показан график зависимости угла отклонения φ от времени t .

Расчётное значение периода колебаний

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M_0 y_C^2 + I_C}{M_0 g \cdot y_C}}, \quad \varepsilon = \frac{S}{y_C}, \quad \text{при } t = 0, \varphi = \varphi_m$$

При $t \in \left(0, \frac{T}{2}\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - \varepsilon) \cos \omega t + \varepsilon$, где

$$\omega = \frac{2\pi}{T},$$

при $t \in \left(\frac{T}{2}, T\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - 3\varepsilon) \cos \omega t - \varepsilon$,

при $t \in \left(T, \frac{3T}{2}\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - 5\varepsilon) \cos \omega t + \varepsilon$, и т.д.

Обозначая последовательные моменты прохождения положения равновесия буквами t_1, t_2, t_3, \dots и ограничиваясь в разложении косинуса линейными по ωt членами, получим с точностью до ε^3 :

$$t_1 = \frac{T}{4} + \frac{T}{2\pi} \varepsilon (1 + \varepsilon), \quad t_2 = \frac{3T}{4} + \frac{T}{2\pi} \varepsilon (1 + 3\varepsilon),$$

$$t_3 = \frac{5T}{4} + \frac{T}{2\pi} \varepsilon (1 + 5\varepsilon), \text{ и т.д.}$$

Поэтому измеряя промежутки времени τ между двумя последовательными прохождениями системы положения равновесия при движении в одну и ту же сторону, получим

$$\tau = T \left(1 + \frac{2\varepsilon^2}{T}\right), \text{ откуда } \varepsilon = \sqrt{\frac{T}{2} \left(\frac{\tau}{T} - 1\right)}.$$

Таким образом, считая величину T расчётной, определяемой на основе геометрии масс, по измеренному значению τ находим значение коэффициента трения качения

$$S = \varepsilon \cdot y_C = y_C \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(\frac{\tau}{T} - 1\right)}.$$

Если использовать сменные направляющие для качения и считать для одной из пар качения (например, сталь – сталь) коэффициент трения качения S_1 , известным (например, из справочников), то для другой пары он может быть выражен через известный S_1 , и измеренные значения τ_1 и τ_2

$$S_2 = \varepsilon \cdot y_C = y_C \sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{S_1^2}{y_C^2}\right) - \frac{\pi}{2}}.$$

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Чопчиц, Н.И. Определение коэффициента трения качения по затуханию колебаний / Н.И. Чопчиц, А.А. Гладышук, И.С. Янусик // Сборник материалов межвузовской научно-методической конференции – Брест: БрГУ им. А.С. Пушкина, 2012. – С. 160–164.

Материал поступил в редакцию 25.10.12

CHOPCHIC N.I., GLADYSHCHUK A.A., YANUSIK I.S. The determination of characteristics of constant dissipative forces with use of interim measurement

With use of a method for establishing of roll friction coefficient, it is proved a possibility to determine constant dissipative forces with use of measurement of interim between two consecutive passages of the system of equilibrium position. It is shown the interim is different from supportive oscillation period. The latter is suggested as an interim between two consecutive deflections in one direction.

УДК 539.293; 621.382

Паращук В.В., Русаков К.И., Vu Doan Mien

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МОЩНЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Введение. Хорошо известна характерная особенность полупроводниковых диодных лазеров – зависимость порога генерации от

температуры в той или иной степени, иногда резкая [1–9]. Поэтому тепловым процессам в полупроводниковом лазере уделяется боль-

Паращук Валентин Владимирович, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. Беларусь, ИФНАН Беларуси, 220072, Минск, пр. Независимости, 68.

Русаков Константин Иванович, профессор кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Vu Doan Mien, к.ф.-м.н. (Ph.D), доцент (assoc. prof.), заведующий лабораторией полупроводниковых лазеров (Head of Laboratory of semiconductor lasers).