УДК 534.2: 537.622.4

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ

Е.В. Голубев, С.Ю. Гуревич

В работе рассматривается решение уравнения термоупругости в пространстве, ограниченном двумя параллельными плоскостями, свободными от напряжений. Решение задачи, учитывающее проникновение оптического излучение в вещество, получено в виде интегрального представления для осесимметричного распределения интенсивности в падающем оптическом излучении. Ферромагнитные свойства пластины учитываются температурной зависимостью коэффициента теплового расширения в окрестности магнитного фазового перехода.

Значительную долю продукции отечественной металлургической промышленности составляет листовой прокат из различных ферромагнитных металлов и сплавов. Улучшение качества выпускаемой продукции позволит, в конечном счете, увеличить срок службы машин и механизмов, снизить их материало- и энергоемкость, повысить производительность труда. Акустические методы контроля качества продукции хорошо зарекомендовали себя в условиях промышленности благодаря тому, что они являются неповреждающими. Кроме того, ультразвуковые волны обладают способностью при сравнительно невысоких энергиях проникать на значительные, по сравнению с другими видами излучений, расстояния вглубь различных металлов и в значительной мере отражаться от границ раздела сред с различными акустическими свойствами. Экономически целесообразным является применение методов контроля при высоких температурах поскольку затраты энергии для исправления дефектов, в этом случае, минимальны.

Для возбуждения акустических колебаний в условиях промышленного производства используются преимущественно бесконтактные методы, использующие механизм электромагнитно-акустического или оптико-акустического преобразования. Препятствием к внедрению лазеров в качестве источников ультразвука на этапе контроля продукции является отсутствие теоретической базы для описания нелинейности в процессе трансформации энергии оптического импульса в энергию акустических волн в ферромагнитном металле при температурах, близких к температуре магнитного фазового перехода. Поглощение оптического импульса приводит к быстрому локальному нагреванию среды, ее расширению и возникновению упругих волн. Как показано в работах [1, 2] необходимо, для описания данных наблюдения, учитывать при теоретическом рассмотрении температурную зависимость параметров среды. К настоящему моменту учет зависимости коэффициента теплового расширения от температуры был произведен при расчете характеристик основных типов акустических волн, возникающих в упругом полупространстве (продольные, поперечные и рэлеевские волны). Для образцов конечных размеров, таких как пластина, результаты таких исследований не могут быть использованы, поскольку возникающие в них нормальные колебания отличаются дискретным спектром и наличием дисперсии, а, следовательно, обладают и своими особенностями.

Данная работа посвящена решению задачи динамической термоупругости для бесконечной упругой пластины и выделению в поле деформаций слагаемых, описывающих волны Лэмба, которые возникают вследствие действия импульса оптического излучения.

Решение поставленной задачи формулируется в виде несвязанной системы уравнений термоупругости и состоит из двух этапов. Первое, необходимо определить температурное поле в однородной пластине, возникающее вследствие действия импульсного проникающего излучения с помощью уравнения теплопроводности. На втором этапе, при решении системы уравнений движения, учитывается изменение коэффициента теплового расширения ферромагнетика, что будет определять распределение термоупругих источников нормальных волн по объему пластины.

$$+\sum_{\lambda_a}\frac{8\lambda\beta_1\beta_2(\lambda^2-\beta_2^2)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2-\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_1 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_2 h)\right)F_4-(\lambda^2-\beta_2^2)^2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_3\right]\lambda J_1(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)\right)},\quad (26)$$

$$u_z^*(\omega,r)=\int_0^\infty\tilde{u}_z^*(\omega,\lambda)\lambda J_0(\lambda r)d\lambda=\sum_{\lambda_s}\frac{4\beta_1(\beta_2^4-\lambda^4)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2+\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_2 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_1 h)\right)F_3+4\lambda^2\beta_1\beta_2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_4\right]\lambda J_0(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)\right)}+$$

$$+\sum_{\lambda_a}\frac{4\beta_1(\beta_2^4-\lambda^4)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2+\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_2 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_1 h)\right)F_3+4\lambda^2\beta_1\beta_2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_4\right]\lambda J_0(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)\right)}.\quad (27)$$

При $h\to\infty$ (полупространство) выражения (26) и (27) дают спектр рэлеевских волн в более общем случае объемного поглощения электромагнитного излучения, чем рассматриваемый в [2], где предполагается, что тепловыделение происходит только на поверхности полупространства.

Обратное преобразование Фурье функций (26) и (27) позволяет рассчитать смещение точек поверхности пластины в зависимости от времени и расстояния от места возбуждения. Основная сложность при численной оценке величины смещений и расчете характеристик акустических импульсов заключается в вычислении функций F_3 и F_4 по формулам (14) и (15) и решении дисперсионных уравнений (22), (23). Результаты численного моделирования по конечным выражениям для температурного поля (2) и акустического поля (26) и (27) будут представлены и проанализированы в следующей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках технического задания № 01.09.04Ф.

Литература

1. Исследование влияния магнитного фазового перехода на спектр акустических импульсов, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетике/ С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров, К.В. Прокопьев, А.А. Шульгинов// Акустический журнал. – 1999. – Т. 45. – № 4. – С. 497–501.

2. Голубев Е.В., Гуревич С.Ю., Петров Ю.В. Лазерная генерация поверхностных акустических волн в ферромагнитном металле// Физика металлов и металловедение. – 2004. – Т. 97. – № 2. – С. 8–12.

3. Александров А.Н., Голубев Е.В. Нагрев бесконечной металлической пластины импульсным лазерным излучением// Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, физика, химия». – 2005. – Вып. 5. – № 2(42). – С. 80–85.

4. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика. – М.: Наука, 1987. – Т. VII. – 248 с.

Поступила в редакцию 14 сентября 2005 г.