

гий электронов на данном расстоянии от оси z . Этим же объясняются малые токи в области кривой abc на рис. 2,а, где показана зависимость тока от H .

Кривые зажигания $H_3 = f(V_a)$ для разрядных промежутков с различными материалами электродов показаны на рис. 1 и 2,б. На рис. 2,б приведены только части кривых, начиная от 2300 в и выше потому, что при этих значениях V_a не были обнаружены замкнутые области параметров H_3 и V_a , при которых разряд не зажигается. Кривые зажигания сняты при $p = 3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. и $p = 3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. После тщательной обработки поверхностей электродов разрядом и предельном давлении в экспериментальной установке $3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. На том же рис. 2,б наибольшая разница значений H_3 при данном V_a равна 3,4% при использованных нами материалах электродов. Причем такого порядка разница получалась в интервале давлений $10^{-4} - 10^{-7}$ мм рт. ст. до и после обезгаживания электродов разрядом. Давление устанавливалось с помощью натекателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рейхрудель Э. М., Исакаев Э. Х. 7-th Intern. Conf. of Phenom. in Ionis. gases. Bolgrad, 1965, P. 28.
2. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. «Изв. вузов», радиофиз., 1, № 2, 45, 1958.
3. Вакуумное оборудование и вакуумная техника. Под ред. А. Гутри и Р. Уокерлинга. М., ИЛ, 1951.
4. Oliphant M. Proc. Roy. Soc., 127A, 373, 1930.
5. Veith W. Ann. d. Phys., 29, 189, 1937.
6. Backus J. J. Appl. Phys., 30, No. 12, 1959.
7. Акишин А. И. Ионная бомбардировка в вакууме. М., Госэнергонздат, 1963.

Поступила в редакцию
29. 11 1965 г.

Кафедра
физики колебаний

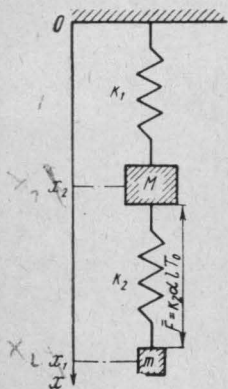
УДК 621.378.325.08

В. Б. БРАГИНСКИЙ, В. Н. РУДЕНКО

ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ ПОНДЕРОМОТОРНОГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОБНОЕ ТЕЛО

В последнее время для измерения энергий О.К.Г. наряду с калориметрическими методами используются методы, основанные на эффекте давления электромагнитной волны. Соответствующие приборы представляют собой колебательную систему (например, крутильный маятник) с одной степенью свободы [1, 2]. Энергия импульса определяется по амплитуде колебаний, возникающих в системе под действием электромагнитной волны. В целом ряде экспериментов с пробными телами обнаружение слабой силы, действующей на тело, производится по малому отклонению светового луча, вызванному смещением тела (см., например, [3]).

Мы хотим указать на один «паразитный» эффект, который проявляется при таких методах измерений. Под действием лазерного импульса рабочая пластинка крутильного маятника в измерителе энергии разогревается. Нестационарное температурное поле вызывает в пластинке термоупругие акустические волны, что в свою очередь может привести к возникновению колебаний системы в целом с некоторой амплитудой. Флуктуации имеющего в среднем постоянную интенсивность светового потока, падающего на пробное тело, также могут вызвать термоупругие волны. Экспериментально возникновение термоупругих волн под действием мощных световых импульсов уже наблюдалось рядом авторов [4, 5, 6]. Точный расчет указанного эффекта достаточно сложен, однако хорошая количественная оценка может быть получена при использовании следующей модели. Два связанных последовательно осциллятора (см. рис.) первоначально покоятся;



затем пружина, соединяющая массы M и m , изменяет свою длину так, как это обуславливается законом теплового расширения. Движения масс M и m находятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} M\ddot{x}_1 &= -K_1x_1 - K_2[alT(t) - (x_2 - x_1)], \\ m\ddot{x}_2 &= K_2[alT(t) - (x_2 - x_1)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x_1 и x_2 — координаты соответственно M и m , K_1 , K_2 — жесткости, a — коэффициент термического расширения, l — начальная величина разности $(x_2 - x_1)$ или точнее, — глубина прогревания, $T(t)$ — закон изменения температуры пластинки.

Если температура скачком меняется до величины T_0 и продолжает оставаться на этом уровне, то при условии, реализуемом на практике, $K_2 \gg K_1$; $M \gg m$ уравнения (1) дают амплитуду колебаний центра масс системы на частоте $\omega^2 \approx \frac{K_1}{M}$ порядка

$$a_{т.у.} \approx alT_0 \frac{m}{M} \quad (2)$$

(пренебрегая малыми членами $\sim \frac{K_1}{K_2}$; $\left(\frac{m}{M}\right)^2$ и выше). В реальной системе температура будет спадать до начального уровня. Если в качестве закона остывания взять экспоненциальную форму $T(t) \approx T_0 e^{-\frac{t}{t_0}}$, где t_0 — время остывания (отсчет температуры ведется от начального уровня, существовавшего до облучения), то амплитуда собственных колебаний центра масс, возникающих в системе, будет равна

$$a_{т.у.} \approx \begin{cases} 2\pi alT_0 \frac{mt_0}{M\tau}, & \text{если } t, < \tau \\ alT_0 \frac{m}{M} \frac{\omega t_0}{\sqrt{1 + \omega^2 t_0^2}} \approx alT_0 \frac{m}{M}, & \text{если } t_0 > \tau \end{cases} \quad (3)$$

$\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ — период колебаний центра масс. Таким образом, если время остывания меньше времени переходных процессов системы, определяемом периодом τ , то амплитуда колебаний может быть уменьшена в $2\pi \frac{t_0}{\tau}$ раз. В то же самое время амплитуда, приобретаемая системой под действием силы светового давления, равна

$$a_{с.в.} = \frac{(1+R)W}{cM\omega}, \quad (4)$$

где W — энергия импульса, c — скорость света, R — коэффициент отражения.

Температура разогрева поверхности рабочей пластины может быть получена при решении соответствующей тепловой задачи [4, 7]:

$$T_0 \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{(1-R)WA}{k_0 S \sqrt{t_u}} \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{(1-R)Wl}{mA\chi \sqrt{t_u}}, \quad (5)$$

где S — площадь сечения луча, t_u — длительность облучения, $A^2 = \frac{\chi}{k_0 \rho}$ — температуропроводность, k_0 — теплопроводность, χ — теплоемкость, ρ — плотность материала рабочей пластинки. При переходе ко второй форме записи полагалось $m \approx \rho l S$. Выражение (5) справедливо для не слишком коротких импульсов, а именно для импульсов, в течение которых тепловой поток в рассматриваемом материале успевает распространиться на расстояние $l \approx \sqrt{2 A \sqrt{t_u}}$, значительно (например в 10 раз) превышающее толщину прозрачности данного вещества $\sim 1/\beta$, где β — коэффициент поглощения. Для металлов существующие длительности лазерных импульсов позволяют использовать выражение (5).

Для оценки относительной величины теплового эффекта имеем

$$\varepsilon = \frac{a_{с.в.}}{a_{т.у.}} \approx \frac{\sqrt{\pi}(1+R)\chi}{2\sqrt{2}(1-R)l a c \omega} \quad \text{при } t_0 > \tau$$

(уменьшением температуры при продвижении в глубь образца пренебрегалось).

Для лазеров без модуляции добротности $t_{и} \approx 10^{-3}$ сек; и если толщина рабочей пластинки не превышает глубины разогрева за это время, то для оценок можно в качестве l взять толщину рабочей пластинки. Системы, описанные в [1, 2], имеют рабочую пластину из меди, $A \approx 1$ см · сек^{-1/2}, $l \approx 10^{-2}$ см; $R \approx 0,8$, $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, $\omega \approx 0,3$ рад/сек. При этих условиях $\epsilon \approx 2 \cdot 10^3$, т. е. вносимая ошибка при измерении энергии излучения не больше десятых долей процента. Однако для материалов с большой теплоемкостью и особенно при измерениях на более высоких частотах этот эффект может стать сравнимым с эффектом светового давления. При повышении частоты колебаний центра масс измерительной системы, кроме того, более точно может выполняться условие $t_0 > \tau$.

В частности, по нашему мнению, описанный эффект может ограничить применения пондеромоторных измерителей мощности, описанных в работе [8], особенно в миллиметровом диапазоне длин волн. Кварцевая пластинка, используемая в этих приборах в качестве регистрирующей колебательной системы, имеет собственную частоту порядка нескольких мегагерц. В сантиметровом диапазоне можно иметь относительно большой коэффициент отражения, что снимает опасность ошибок, вызванных этим эффектом, вдали от критических частот волноводных систем, когда поглощение мало.

Соотношение (6), определяющее относительное влияние силовых воздействий на пробное тело, вызванных световым давлением и термоупругим эффектом, будет применимо и в том случае, если нас будет интересовать флуктуационное воздействие, порожденное непостоянством светового потока. Таким образом, в тонких физических экспериментах (например, [9]), в которых малые колебания пробных тел регистрируются по модуляции световых потоков [3], механическое воздействие на пробное тело флуктуирующего светового потока может оказаться слабее, чем воздействие, вызванное термоупругим эффектом.

В заключение авторы выражают благодарность И. И. Минаковой за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Степунин П. М. «Приборы и техника эксперим.», № 3, 183, 1965.
2. Стимлер М., Славский З. И., Грэнтем Р. Е. «Приборы для научных исследований» № 3, 51—54, 1964.
3. Jones R. V. J. Sci. Instr., 38, No. 2, 37, 1961.
4. White R. M. J. Appl. Phys., 34, No. 7, 2123, 1963.
5. Carome E. F. Appl. Phys. Lett., 4, 95, 1964.
6. De Maria A. J. Proc. JEEE, 52, No. 1, 1964.
7. В. Н. Руденко. «Оптика и спектроскопия» № 2, 1966.
8. Пенякова В. Г. «Радиотехника» № 5, 8—17, 1954.
9. Брагинский В. Б. ЖЭТФ, 44, № 5, 1562, 1963.

Поступила в редакцию
13. 12 1965 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 621.315.593 : 535

В. С. ДНЕПРОВСКИЙ, В. И. ПАРЫГИН

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КРАЙ ОСНОВНОЙ ПОЛОСЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

$CdS_x CdSe_{1-x}$

В ряде работ [1, 2, 3] исследовалось влияние сильного электрического поля на «собственное» поглощение полупроводниковых кристаллов, имеющих резкий порог оптического поглощения со стороны больших длин волн, которому соответствует минимальное расстояние между валентной зоной и зоной проводимости. Внешнее электрическое поле приводит к размытию края основной полосы поглощения и увеличению вероятности поглощения квантов света частоты $\nu < \nu_0$, где $\nu_0 = \frac{E_{\partial 0}}{h}$ ($E_{\partial 0}$ — ширина запрещенной зоны). Исследованное теоретически в работах [4, 5], это явление интерпретируется как сдвиг края поглощения в сторону более длинных волн.