эмиттером и коллекторами, что приводит к росту I_{k0}. Поэтому зависимость магниточувствительности при больших $l_э$ имеет участок насыщения.

Эффект отклонения наиболее заметен при малом значении $l_э$, когда эффект модуляции инжекции выражен наиболее слабо. С ростом длины эмиттера вклад этого эффекта в магниточувствительность уменьшается, так как угол отклонения вектора плотности тока неосновных носителей заряда остается неизменным, а I_{k0} возрастает.

Оба описанных эффекта действуют одновременно, но при определенных длинах эмиттера один из них может преобладать. Суммарный вклад эффектов в магниточувствительность представлен зависимостью *3*, которая незначительно растет с увеличением $l_э$. Экспериментальная зависимость *3'* относительного изменения разности токов коллекторов при $B=0.1$ Тл от $l_э$ хорошо согласуется с расчетной. Такое соответствие подтверждает важную роль обоих эффектов в механизме магниточувствительности.

Таким образом, проведенное исследование позволяет конструировать на основе планарной многослойной структуры высокоэффективные преобразователи магнитного поля.

Литература

[1] *Викулин И. М., Глауберман М. А., Канищева Н. А.* // ФТП. 1977. Т. 11. Вып. 4. С. 645—650.
[2] *Vinal A. W., Masnari N. A.* // IEEE Electron Device Lett. 1982. Vol. EDL-3. P. 203—205.
[3] *Руменин Ч. С.* // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 8. С. 1410—1412.

Одесский электротехнический институт связи им. А. С. Попова

Поступило в Редакцию 21 марта 1988 г.

05; 01 *Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989*

АНАЛОГ ВОЛН ЛЯВА В МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Д. К. Грамотнев

В данной работе рассмотрены сдвиговые поверхностные акустические волны в мелкомасштабных двумерно-периодических структурах (МДПС), которые аналогичны известным волнам Лява [1, 2]. Под мелкомасштабными подразумеваются структуры с периодами $d_{1,2} \ll \lambda$ (λ — длина распространяющейся волны). Показано, что рассматриваемые волны дисперсионны и могут распространяться по направлению, параллельному канавкам мелкомасштабной одномерно- или двумерно-периодической структуры.

Пусть МДПС на поверхности изотропного тела состоит из протяженных выступов из изотропного материала (в общем случае отличного от материала подложки) и с вертикальными боковыми стенками постоянной высоты h (рис. 1, *а*). Оси координат x и z лежат в плоскости поверхности тела; ось x параллельна выступам, а z перпендикулярна им. Ось y перпендикулярна поверхности тела и направлена от него.

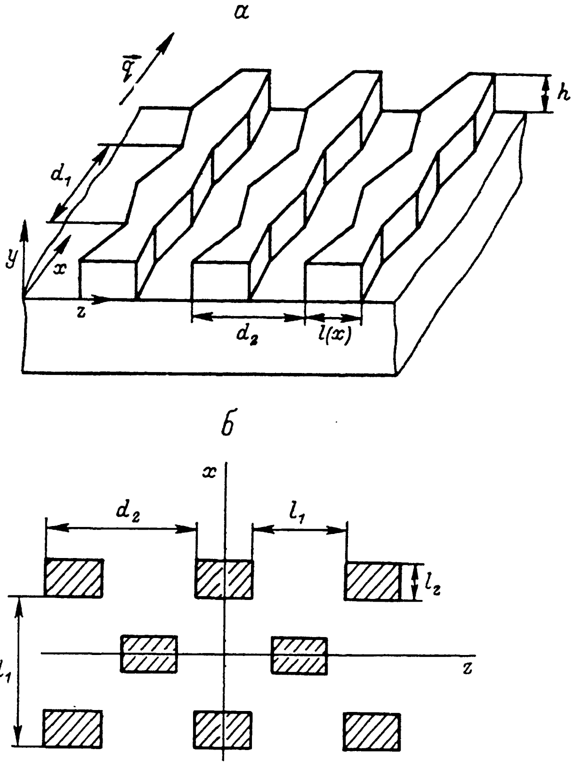
В длинноволновом приближении ($\lambda \gg d_{1,2}$) мелкомасштабную структуру можно рассматривать как сплошной эффективный слой (ЭС) вещества толщиной h с усредненной по элементарной ячейке плотностью и с упругими постоянными, подлежащими определению. Такое рассмотрение аналогично применению макроскопической теории упругости, когда длина волны много больше межатомных расстояний (в нашем случае роль атомов играют выступы). Можно показать, что если

$$h \ll \frac{C_2 l(x)}{\mu_1}, \quad l(x), \tag{1}$$

где $l(x)$ — ширина выступов (рис. 1, *а*), μ_1 — модуль сдвига их материала, а C_2 — модуль одностороннего сжатия материала подложки, то сдвиговые смещения в поверхностной волне (если она существует) вызывают деформацию выступов, которую также можно считать чисто сдвиговой с точностью до членов $\sim U_0 h\mu_1/\lambda C_2 \ll U_0 l(x)/\lambda \ll U_0$, где U_0 — амплитуда смещений в волне. Отсутствие изгиба выступов в плоскости (x, z) связано с эффективным (при выполнении условия (1)) упругим противодействием этому изгибу подложки.

Считая условие (1) выполненным, найдем модули сдвига ЭС в двух различных случаях: 1) когда деформирующая сила приложена к свободной «границе» ЭС и направлена по оси z, 2) когда эта сила приложена к площадке, перпендикулярной оси x, и направлена также по оси z. В первом случае модуль сдвига эффективного слоя определяется путем усреднения по элементарной ячейке модуля сдвига μ_1 материала выступов $\mu_{1э}=S_в\mu_1/S_x$, где S_x — площадь элементарной ячейки, а $S_в$ — часть этой площади, занимаемая выступами.

Для нахождения второго модуля сдвига рассмотрим сдвиговую деформацию отдельного выступа со смещениями U, параллельными оси z и зависящими только от координаты x.



МДПС из протяженных вдоль оси x выступов переменной ширины $l(x)$ и постоянной высоты h (a) и из прямоугольных сквозных отверстий до подложки (заштрихованные области) в сплошном слое толщиной h (б).

Пусть сила f_z, вызывающая эту деформацию, параллельна оси z и не зависит от времени и координаты x. Тогда среднее по периоду d_1 значение производной $\partial U/\partial x$ равно

$$\left\langle\frac{\partial U}{\partial x}\right\rangle=\frac{f_z}{\mu_1 d_1 h}\int_0^{d_1}\frac{dx}{l(x)}, \tag{2}$$

где d_1 — период изменения ширины выступов $l(x+d_1)=l(x)$ (рис. 1, a).

Если единичный отрезок оси z пересекает N выступов, то, учитывая (2) и соотношения $\sigma_{эzx}=f_zN/h=\mu_{2э}\langle\partial U/\partial x\rangle$, где $\sigma_{эzx}$ — компонента тензора напряжений, а $\mu_{2э}$ — искомый модуль сдвига ЭС, можно получить

$$\mu_{2э}=\mu_1 d_1 N\left(\int_0^{d_1}\frac{dx}{l(x)}\right)^{-1}. \tag{3}$$

Таким образом, несмотря на изотропию материала выступов, эффективный слой оказывается анизотропным и характеризуется двумя различными модулями сдвига $\mu_{1э}$ и $\mu_{2э}$.

Мы свели задачу о нахождении сдвиговых поверхностных волн в МДПС к известной задаче о волнах Лява в системе анизотропный слой—упругое полупространство [3]. При этом закон дисперсии имеет вид

$$\operatorname{tg}(\varkappa_1 h)=\mu_2\varkappa_2/\mu_{1э}\varkappa_1,\quad \varkappa_1^2=k_1^2-q^2\mu_{2э}/\mu_{1э},\quad \varkappa_2^2=q^2-k_2^2, \tag{4}$$

где $k_{1,2}^2 = \omega^2 \rho_{1,\,2}/\mu_{1,\,2}$, μ_2 — модуль сдвига материала подложки, ω — частота волны, $\rho_{1,\,2}$ — плотность материалов выступов и подложки соответственно, q — волновое число.

Если отношение $S_я/S_в=1$, т. е. имеем реальный сплошной слой на подложке, то $\mu_{1,\,2э}=\mu_1$ и выражение (4) переходят в известный закон дисперсии для волн Лява [1, 2]. Если в выражении (3) $l(x)=\text{const}$, то получаем мелкомасштабную одномерно-периодическую структуру с периодом d_2, для которой закон дисперсии сдвиговых волн отличается от дисперсионного соотношения для волн Лява лишь множителем d_2/l

$$\operatorname{tg}\left(h\sqrt{k_1^2-q^2}\right)=\frac{\mu_2\sqrt{q^2-k_2^2}}{\mu_1\sqrt{k_1^2-q^2}}\,\frac{d_2}{l}.$$

Условие существования действительных корней этого уравнения подразумевает, так же как и в случае волн Лява, выполнение неравенства $v_{t2} > v_{t1}$, где $v_{t1,\,2}$ — скорости поперечных волн в материалах выступов и подложки соответственно. Значения же этих корней будут другими из-за наличия множителя d_2/l. В случае МДПС для существования сдвиговых поверхностных волн необходимо выполнение неравенства $v_{t2} > v_{t1}\,(\mu_{2э}/\mu_{1э})^{1/2}$. Это условие менее жесткое, чем условие существования волн Лява, так как $\mu_{2э}/\mu_{1э} \leqslant 1$.

Одномерно-периодическую структуру из прямоугольных выступов с периодом d_1 можно рассматривать в качестве предельного случая МДПС, представленной на рис. 1, *б*, при $l_1 \to 0$. Известное дисперсионное соотношение для сдвиговых поверхностных волн с волновым вектором, перпендикулярным канавкам такой структуры [4, 5], получается непосредственно из выражений (4), если учесть, что при $l_1=0$ модуль сдвига ЭС $\mu_{2э}=0$ (см. (3)).

Если условие (1) не выполняется, то при распространении СПВ становится существенным изгиб выступов в плоскости (x, z). Это не означает однако, что заметно нарушается сдвиговость деформации в подложке, где смещения сжатия (растяжения) имеют порядок $U_{сж} \leqslant 2\pi^2 l U_0/\lambda \ll U_0$. В то же время, несмотря на свою малость, эти смещения могут существенно уменьшить величину $\mu_{2э}$, поскольку деформация в выступе уже не сводится к чистому сдвигу, а рассматриваемый модуль сдвига ЭС определяется жесткостью выступов (тонких стержней) на изгиб в плоскости (x, z). Если к тому же $h \gg l$, то изгиб выступов в плоскости (y, z) может привести также к уменьшению величины $\mu_{1э}$.

Полученные выражения (3), (4) справедливы в некоторых случаях и для структур с $h \gg l$, т. е. не удовлетворяющих условию (1), если для них деформацию в выступах можно считать чисто сдвиговой. Например, это имеет место для МДПС на рис. 1, *б*, если СПВ распространяется параллельно оси x и $l_2 \ll l_1$, d_1.

В заключение отметим, что возможность изменения в широком диапазоне упругих постоянных эффективного слоя за счет изменения геометрии выступов, составляющих мелкомасштабную структуру, может лечь в основу более широкого по сравнению с волнами Лява использования СПВ в различных акусто-электронных устройствах.

Автор выражает благодарность Л. А. Чернозатонскому за обсуждение результатов и ценные замечания.

Литература

[1] *Ляв А.* Математическая теория упругости. М.; Л., 1935. 674 с.
[2] *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
[3] *Косевич Ю. А.*, *Сыркин Е. С.* // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 113—116.
[4] *Гуляев Ю. В.*, *Плесский В. П.* // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 5. С. 220—223.
[5] *Гуляев Ю. В.*, *Плесский В. П.* // ФТЖ. 1978. Т. 48. Вып. 3. С. 447—453.

Научно-производственное объединение
Всесоюзный научно-исследовательский институт
физико-технических и радио-технических измерений
Московская обл.

Поступило в Редакцию
22 апреля 1988 г.