

- [2] Kobayashi M., Sakai S., Umeno M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 22. N 3. L159-L161.
- [3] Sakai S., Naiton M., Kobayashi M., Umeno M. // IEEE Trans, Electron. Devices. 1983. V. 30. N 4. P. 404-408.

Поступило в Редакцию
4 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
01

26 августа 1989 г.

РАДИАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.Т. З а в т р а к

Недавно проведенные исследования [1-4] показали, что наличие сжимаемости жидкости при взаимодействии малых частиц в поле звуковой волны приводит к качественно новым эффектам. А именно, к появлению дальнедействующих нормальных [1] (направленных по линии, соединяющей центры частиц) и дальнедействующих тангенциальных [2-4] (направленных по волновому вектору падающей волны и приводящих к вращению частиц друг относительно друга) радиационных сил взаимодействия. Эти силы являются квадратичными по полю и убывают обратно пропорционально расстоянию между частицами. Поэтому на больших расстояниях их влияние может стать доминирующим по сравнению с обычными короткодействующими силами Бьеркнеса [5-6]. Относительное движение частиц под действием дальнедействующих сил и сил Бьеркнеса исследовано в работе [4]. В этой работе показана возможность образования связанных состояний частиц в жидкости, отличных от коагуляции.

Интересно провести аналогию между взаимодействием частиц в жидкости и радиационным взаимодействием магнитных моментов в поле плоской электромагнитной волны $\vec{H}_{ext} = H_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ (\vec{H}_{ext} - вектор напряженности магнитного поля). Рассмотрим два магнитных момента $\vec{\mu}_1$ и $\vec{\mu}_2$, расположенных в точках с радиус-векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 . Связь магнитных моментов $\vec{\mu}_{1,2}$ с обычными моментами количества движения $\vec{M}_{1,2}$ определяется следующим образом: $\vec{\mu}_{1,2} = \mu_{B1,2} \vec{M}_{1,2}$, где $\mu_{B1,2}$ - магнетоны Бора [7]. Внешние магнитные поля порождают моменты сил, следовательно, процессию моментов [8]:

$$\dot{\vec{M}}_{1,2} = [\vec{\mu}_{1,2}, \vec{H}(\vec{r}_{1,2}, t)].$$

Используя связь между $\vec{\mu}_{1,2}$ и $\vec{M}_{1,2}$, получаем уравнение для малых изменений:

$$\delta \dot{\vec{\mu}}_{1,2} = \mu_{61,2} [\vec{\mu}_{1,2}, \vec{H}(\vec{r}_{1,2}, t)]. \quad (1)$$

В этом соотношении значения $\vec{\mu}_{1,2}$ можно считать невозмущенными. Изменяющиеся во времени магнитные моменты излучают электромагнитную волну, напряженность электрического и магнитного поля которой в дальней зоне [8] (которую для простоты в дальнейшем только и будем рассматривать)

$$\vec{E}_{1,2} = \frac{1}{c^2 R_{1,2}} [n_{1,2}, \delta \ddot{\vec{\mu}}_{1,2}], \quad \vec{H}_{1,2} = \frac{1}{c^2 R_{1,2}} [[\delta \ddot{\vec{\mu}}_{1,2}, \vec{n}_{1,2}], \vec{n}_{1,2}]. \quad (2)$$

Здесь единичные вектора $\vec{n}_{1,2}$ задают направление излучения; $R_{1,2}$ - расстояния от магнитных моментов до точки наблюдения; при вычислении (2) должно учитываться запаздывание.

Поле $\vec{H}(\vec{r}_{1,2}, t)$, входящее в правую часть уравнения (1), действующее на данный магнитный момент, содержит в себе как падающую волну \vec{H}_{ext} , так и переизлученную соседним моментом волну $\vec{H}_{1,2}$, т. е.

$$\begin{aligned} \delta \dot{\vec{\mu}}_1(t) &= \mu_{61} [\vec{\mu}_1, \vec{H}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_1) + \vec{H}_2(\vec{r}_1, t)], \\ \delta \dot{\vec{\mu}}_2(t) &= \mu_{62} [\vec{\mu}_2, \vec{H}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_2) + \vec{H}_1(\vec{r}_2, t)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Решая систему уравнений (3) совместно с (2), получаем, что в первом приближении изменения моментов состоят из двух частей. Одна часть порождается падающей волной, а другая - переизлучением соседнего момента:

$$\delta \vec{\mu}_1(t) = \delta \vec{\mu}_{10}(t) + \delta \vec{\mu}_{11}(t), \quad \delta \vec{\mu}_2(t) = \delta \vec{\mu}_{20}(t) + \delta \vec{\mu}_{21}(t),$$

где

$$\begin{aligned} \delta \vec{\mu}_{10}(t) &= \frac{\mu_{61}}{\omega} [\vec{\mu}_1, \vec{H}_0] \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_1), \\ \delta \vec{\mu}_{20}(t) &= \frac{\mu_{62}}{\omega} [\vec{\mu}_2, \vec{H}_0] \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_2), \\ \delta \vec{\mu}_{11}(t) &= \frac{\mu_{61}}{c^2 l} [\vec{\mu}_1, [[\delta \dot{\vec{\mu}}_{20}(t - l/c), \vec{n}], \vec{n}], \\ \delta \vec{\mu}_{21}(t) &= \frac{\mu_{62}}{c^2 l} [\vec{\mu}_2, [[\delta \dot{\vec{\mu}}_{10}(t - l/c), \vec{n}], \vec{n}]. \end{aligned}$$

Здесь $\vec{n} = \vec{l}/l$, $\vec{l} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$.

Энергия взаимодействия 1-го момента с полем $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_{ext}(\vec{r}, t) + \vec{H}_2(\vec{r}, t)$ равна $W_1 = -((\vec{\mu}_1 + \delta\vec{\mu}_1(t)) \cdot \vec{H}(\vec{r}_1, t))$. Аналогично $W_2 = -((\vec{\mu}_2 + \delta\vec{\mu}_2(t)) \cdot \vec{H}(\vec{r}_2, t))$. Средние по времени силы, действующие на магнитные моменты, определяются обычным способом [9]:

$$F_{1i} = \left\langle (\mu_{1i} + \delta\mu_{1i}(t)) \frac{\partial H_1(\vec{r}_1, t)}{\partial r_{1i}} \right\rangle, \quad F_{2i} = \left\langle (\mu_{2i} + \delta\mu_{2i}(t)) \frac{\partial H_2(\vec{r}_2, t)}{\partial r_{2i}} \right\rangle. \quad (4)$$

Вычисление (4) приводит к следующим результатам:

$$\vec{F}_1 = \frac{\mu_{61} \mu_{62}}{2c^2 l} (\vec{k} + k\vec{n}) \sin(kl + k\vec{l} \cdot \vec{n}) \left\{ H_0^2 (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{n}) - (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{H}_0) (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{n} \cdot \vec{H}_0) - (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{H}_0) (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{n}) (\vec{n} \cdot \vec{H}_0) + (\vec{n} \cdot \vec{H}_0)^2 (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2) \right\},$$

$$\vec{F}_2 = \frac{\mu_{61} \mu_{62}}{2c^2 l} (\vec{k} - k\vec{n}) \sin(kl - k\vec{l} \cdot \vec{n}) \left\{ H_0^2 (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{n}) - (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{H}_0) (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{n} \cdot \vec{H}_0) - (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{H}_0) (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{n}) (\vec{n} \cdot \vec{H}_0) + (\vec{n} \cdot \vec{H}_0)^2 (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2) \right\}.$$

Эти формулы имеют структуру, подобную структуре сил радиационного взаимодействия малых частиц в сжимаемой жидкости. Силы \vec{F}_1 и \vec{F}_2 содержат дальнедействующие нормальные и тангенциальные составляющие [2, 3]. Сумма сил $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 \neq 0$, что может быть объяснено тем, что часть количества движения уносится рассеянной волной [1].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Немцов Б.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. В. 2. С. 858-861.
- [2] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. В. 2. С. 246-250.
- [3] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1988. В. 6. С. 99-103.
- [4] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256-259.
- [5] Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
- [6] Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977. 408 с.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.И. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.

[8] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

[9] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А.Н. Севченко при Белорусском
государственном университете
им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
28 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
05.1; 11

26 августа 1989 г.

ЭФФЕКТ ЭМИССИИ Cd С ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ $CdTe$ В ПРОЦЕССЕ ИХ ДЕФОРМАЦИИ

В.Б. М а т у л ь с к и й, Б.В. П а в л ы к,
М.К. Ш е й н к м а н

Исследованиям закономерностей движения дислокаций в полупроводниковых соединениях $A^{II}B^{VI}$ за последнее десятилетие уделено значительное внимание. В большинстве из них рассматриваются вопросы взаимодействия движущихся дислокаций с электронной подсистемой кристалла [1, 2], особенности структуры и скольжения α - и β -дислокаций, например, в монокристаллах $CdTe$ [3]. Однако в литературе практически отсутствуют данные о роли дислокаций в процессе массопереноса компонент соединения.

В настоящей работе рассматривается обнаруженный, насколько нам известно, в литературе неописанный эффект возникновения довольно значительной эмиссии атомов кадмия в вакуум с поверхности кристаллов $CdTe$ в процессе их пластической деформации.

Исследования проводились на специально сконструированной установке. В условиях вакуума не хуже 10^{-5} Па (безмасляная откачка) в рабочей камере с помощью масс-спектрометра регистрируется эмиссия Cd из кристаллов $CdTe$ в процессе одноосного сжатия в температурном интервале 300–800 К. Чувствительность используемого масс-спектрометра РОМС-4 по аргону $1 \cdot 10^{-9}$ Па. Диапазон регистрируемых масс – 1–250 ат. ед. масс. Измерения проводились в режиме постоянной скорости деформации с изменением механического напряжения (σ).

Исследовались образцы теллурида кадмия с удельным сопротивлением 10^4 Ом·см, концентрацией дырок при комнатной температуре $5 \cdot 10^{15}$ – $2,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, подвижностью 70–80 см 2 /В·с и плотностью дислокаций 5 – $6 \cdot 10^5$ см $^{-2}$. Электрические свойства