

## Поверхностные акустические волны в слоистой структуре $YZ\text{-LiNbO}_3$ —тонкая пленка свинца

© Л.А. Кулакова, К.В. Дьяконов, Э.З. Яхкин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: L.Kulakova@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 31 июля 1998 г.)

Проведены акустооптические исследования влияния свинцовой пленки на распространение мощных поверхностных акустических волн (ПАВ) вдоль  $Z$ -направления  $Y$ -среза  $\text{LiNbO}_3$ . Обнаружено, что наличие металлической пленки приводит к появлению пространственных осцилляций всех компонент ПАВ, и подавлению развития нелинейности. В условиях, когда пленка уже апертуры ПАВ, наблюдается существенное затягивание энергии акустической волны в область пленки со свободной поверхности. Изучена обусловленная пленкой дисперсия скорости звука и установлено, что она имеет линейный характер. Анализ полученных результатов в рамках существующих теоретических моделей развития солитона показал, что возникновение солитоноподобного моноимпульса возможно лишь при наличии очень тонкой ( $\sim 150 \text{ \AA}$ ) свинцовой пленки.

В последнее время в науке и технике наблюдается нарастающий интерес к анализу нелинейных дисперсионных систем. Этот интерес стимулируется, с одной стороны, вопросами практических применений таких систем, а с другой — современными достижениями прикладной математики, позволяющими аналитически решать различные нелинейные дисперсионные волновые уравнения.

Одной из популярных нелинейных дисперсионных систем является слоистая структура "металлическая пленка—подложка", по которой распространяется поверхностная акустическая волна рэлеевского типа, причем толщина пленки  $h$  существенно меньше длины волны звука  $\lambda$ .

Исследованиям влияния металлических пленок на распространение ПАВ по пьезоэлектрической подложке посвящен ряд работ [1,2]. При этом в большинстве из них использованы алюминиевые пленки. На основании этих работ можно сделать два основных вывода: 1) электрическая нагрузка пленкой закорачивает пьезополя и приводит к уменьшению скорости ПАВ, пропорциональному половине величины квадрата константы электромеханической связи подложки; 2) механическая нагрузка массой обуславливает линейную дисперсию скорости звука.

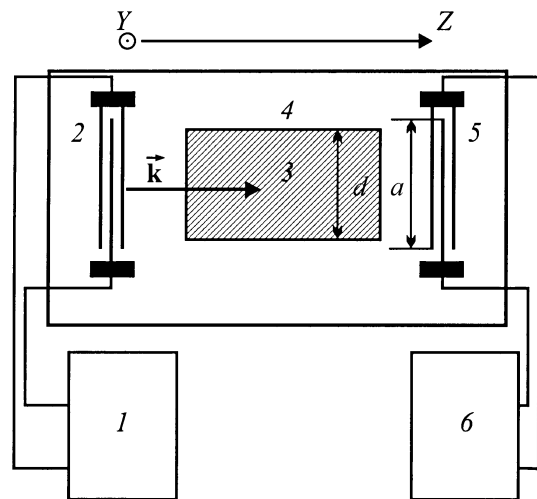
Ранее проведенные нами исследования нелинейного акустоэлектронного взаимодействия в сверхпроводящих свинцовых пленках [3] поставили ряд вопросов, связанных с воздействием самой свинцовой пленки на спектральные характеристики ПАВ, а именно: как изменяются амплитуда и форма ПАВ сигнала, не возникает ли при этом серия солитоноподобных моноимпульсов с периодичностью исходного сигнала.

Для решения этих вопросов были проведены акустооптические исследования влияния пленки свинца на распространение ПАВ вдоль  $Z$ -направления  $Y$ -среза  $\text{LiNbO}_3$ .

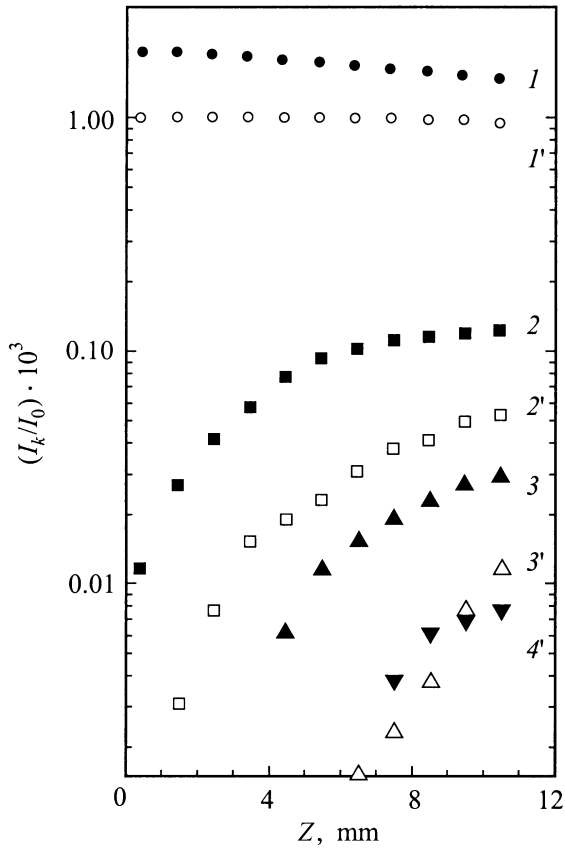
Измерения проводились при  $T = 300 \text{ K}$  акустооптическим методом в режиме на отражение. В качестве источника излучения использован газовый (He-Ne) ла-

зер ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ), фотоприемника ФЭУ-62. Сечение сфокусированного луча лазера на образце имело размер  $\sim 0.3 \times 0.7 \text{ mm}$ . Звук возбуждался встречно-штыревым преобразователем (ВШП) с резонансной частотой  $87 \text{ MHz}$  на подложке  $YZ\text{-LiNbO}_3$  размером  $3.2 \times 1.0 \times 0.15 \text{ cm}$ . Интенсивность ПАВ могла изменяться аттенюатором в интервале  $0\text{--}10^4 \text{ W/cm}^2$ . Свинцовая пленка имела толщину  $h = 1100 \text{ \AA}$ . Изучались различные конфигурации: а) широкая пленка — ширина пленки  $d$  больше апертуры  $a$  ПАВ ( $d \geq a$ ); б) узкая пленка —  $d < a$  (рис. 1).

Интенсивность различных гармоник ПАВ определялась как отношение интенсивности света  $I_k$  в соответствующем дифрагированном порядке к интенсивности света  $I_0$  в нулевом порядке.



**Рис. 1.** Схема возбуждения ПАВ в слоистой структуре  $YZ\text{-LiNbO}_3$ —пленка свинца. 1 — генератор СВЧ, 2 — входной ВШП, 3 — пленка свинца, 4 — подложка  $YZ\text{-LiNbO}_3$ , 5 — выходной ВШП, 6 — приемник СВЧ;  $a$  — апертура звукового пучка,  $d$  — ширина пленки.



**Рис. 2.** Пространственное распределение интенсивности гармоник ПАВ на свободной поверхности для  $P_{ac}(W) = 2.5$  и  $5$  (темные и светлые символы соответственно).  $1, 1'$  — основная частота,  $2, 2'$  — вторая гармоника,  $3, 3'$  — третья гармоника,  $4, 4'$  — четвертая гармоника.

На рис. 2 представлено развитие спектра ПАВ в процессе ее распространения по свободной поверхности подложки при различных интенсивностях звука на входе. Из этого рисунка видно, что условия распространения являются существенно нелинейными.

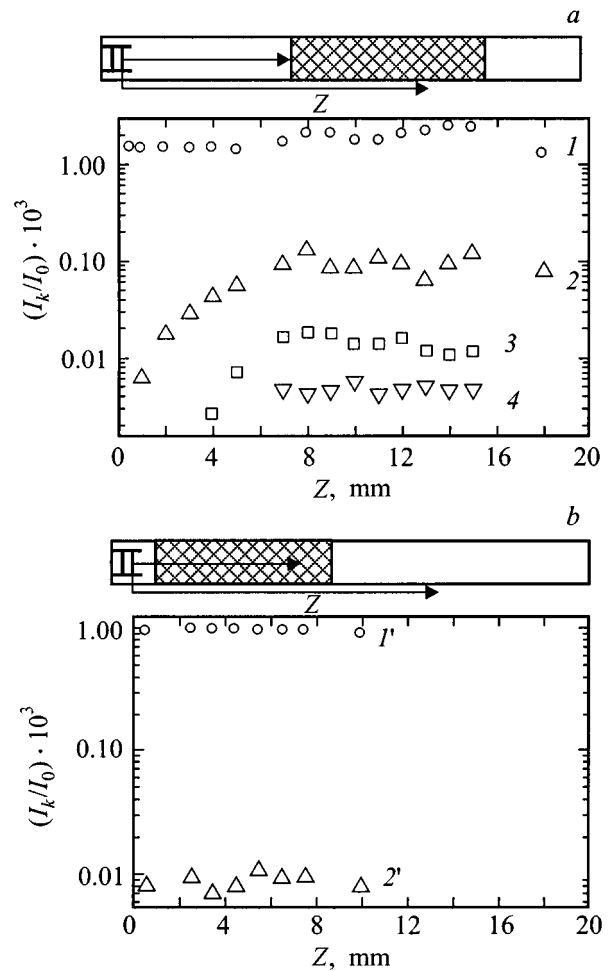
Влияние металлической пленки на распространение ПАВ исследовалось авторами как в условиях развитой нелинейности, т.е. на некотором расстоянии от ВШП, когда наблюдается насыщение уровня высших гармоник, возникших в процессе распространения ПАВ по свободной поверхности подложки, так и в начальных (линейных) условиях, т.е. вблизи ВШП, когда в спектре акустического сигнала регистрировалась лишь компонента основной частоты.

Влияние металлической пленки, расположенной в области, где уровень высших гармоник достигает своего насыщения ( $x \sim 6$  mm), проявляется в возникновении осцилляций интенсивности всех компонент ПАВ (рис. 3, *a*). В случае если пленка расположена в начальной области (рис. 3, *b*), ее наличие существенно подавляет развитие нелинейности, и видна только слабая осциллирующая вторая гармоника.

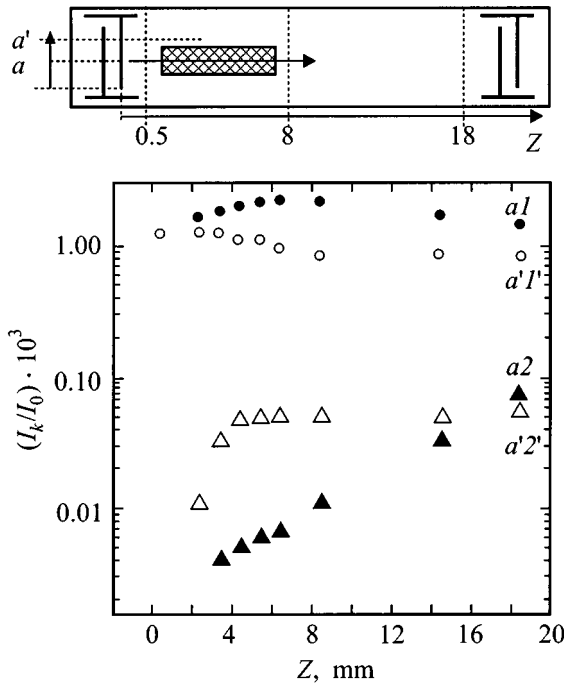
Влияние узкой пленки ( $d < a$ ) на распространение ПАВ подробно изучалось авторами на примере первых двух гармоник: основной частоты и удвоенной. При этом изучалось изменение интенсивности как в направлении распространения, так и в поперечном сечении потока на различном удалении от входа.

Из рис. 4 видно, что в области, занятой пленкой, наблюдается существенное пространственное нарастание уровня компоненты основной частоты, в то время как на свободной поверхности ее интенсивность падает.

Наблюдаемая картина является следствием затягивания акустической энергии из области свободной поверхности в область, занятую пленкой, что обусловлено разностью скоростей ПАВ, вызванной закорачиванием пьезополя подложки металлической пленкой. При этом характер пространственного изменения уровня второй гармоники указывает на существенное подавление нелинейности. Если на свободной поверхности виден активный рост второй гармоники (несмотря на ослабление в этой области уровня ПАВ на основной частоте), то в



**Рис. 3.** Пространственное распределение интенсивности гармоник ПАВ на металлизированной поверхности.  $1, 1'$  — основная частота,  $2, 2'$  — вторая гармоника,  $3$  — третья гармоника,  $4$  — четвертая гармоника.



**Рис. 4.** Изменение интенсивности ПАВ вдоль пленки для  $a = 1.6 \text{ mm}$  и  $a' = 2.4 \text{ mm}$ .  $1, 1'$  — основная частота,  $2, 2'$  — вторая гармоника.

области пленки наблюдается очень слабое увеличение уровня второй гармоники, несмотря на существенный рост интенсивности основной частоты в этой же области.

Особенно ярко эти эффекты видны на рис. 5, где представлено поперечное распределение интенсивности обеих компонент ПАВ на различных расстояниях от ВШП для двух случаев: *a*) пленка вблизи ВШП и *b*) пленка на некотором расстоянии от ВШП, в области насыщения уровня второй гармоники.

Как видно из рисунка, перед пленкой интенсивность ПАВ распределена равномерно по сечению акустического пучка и определяется одной компонентой на основной частоте. Наличие пленки приводит к изменению поперечного распределения интенсивности ПАВ. За пленкой в обоих случаях (*a*)  $Z = 8 \text{ mm}$ , *b*)  $Z = 21 \text{ mm}$ ) наблюдается рост компоненты основной частоты ( $\sim$  в 1.5 раза), приводящий к возникновению максимума в области пленки и провала в приграничной с пленкой области свободной поверхности.

В случае *a*) картина поперечного распределения интенсивности второй гармоники за пленкой ( $Z = 8 \text{ mm}$ ) свидетельствует о существенном подавлении нелинейности в области пленки по сравнению со свободной поверхностью. В результате распределение интенсивности на частоте второй гармоники имеет глубокий минимум в области пленки. Дальнейшее развитие второй гармоники определяется нелинейными свойствами свободной поверхности подложки и поперечным распределением интенсивности основной частоты. Поэтому на некотором

расстоянии от пленки ( $Z = 18 \text{ mm}$ ) качественно картина для обеих компонент совпадает.

В случае *b*) все упомянутые выше эффекты повторяются с той лишь разницей, что здесь эффект подавления нелинейности наиболее заметно проявляется в поведении третьей гармоники, уровень которой был незначительным на входе в пленку.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что наличие свинцовой пленки приводит, с одной стороны, как и в случае алюминиевой пленки [1], к подавлению нелинейности из-за дисперсии скорости звука, а с другой стороны, к эффективному затягиванию акустической энергии из области свободной поверхности звукопровода в область пленки.

Следует подчеркнуть, что эффект "затягивания" не является принципиально новым, однако нам неизвестны эксперименты по прямому его наблюдению. Количественные результаты, полученные нами из акустооптических измерений и демонстрирующие сильный эффект затягивания (порядка 50%), являются довольно неожиданными, поскольку теоретически оценки [3] предсказывают слабую локализацию акустической энергии из-за малой ( $\sim 2\%$ ) разности скоростей ПАВ на свободной и металлизированной поверхностях.

Обсудим возможно ли возникновение условий, при которых происходит трансформация энергии ПАВ, например, в последовательность квазиимпульса?

Как известно, солитон возникает в результате конкуренции упругой нелинейности среды распространения (которая является причиной возникновения ударного фронта) и дисперсии скорости (которая разваливает этот ударный фронт). В [4] показано, что для случая линейной дисперсии скорости звука возможность эволюции изначально синусоидального сигнала в солитон характеризуют два важных параметра: расстояние  $Z_B$ , на котором образуется ударный фронт в отсутствие дисперсии, и отношение дисперсии к нелинейности  $R_{DN}$ .

Решение нелинейного уравнения становится неоднозначным на расстоянии

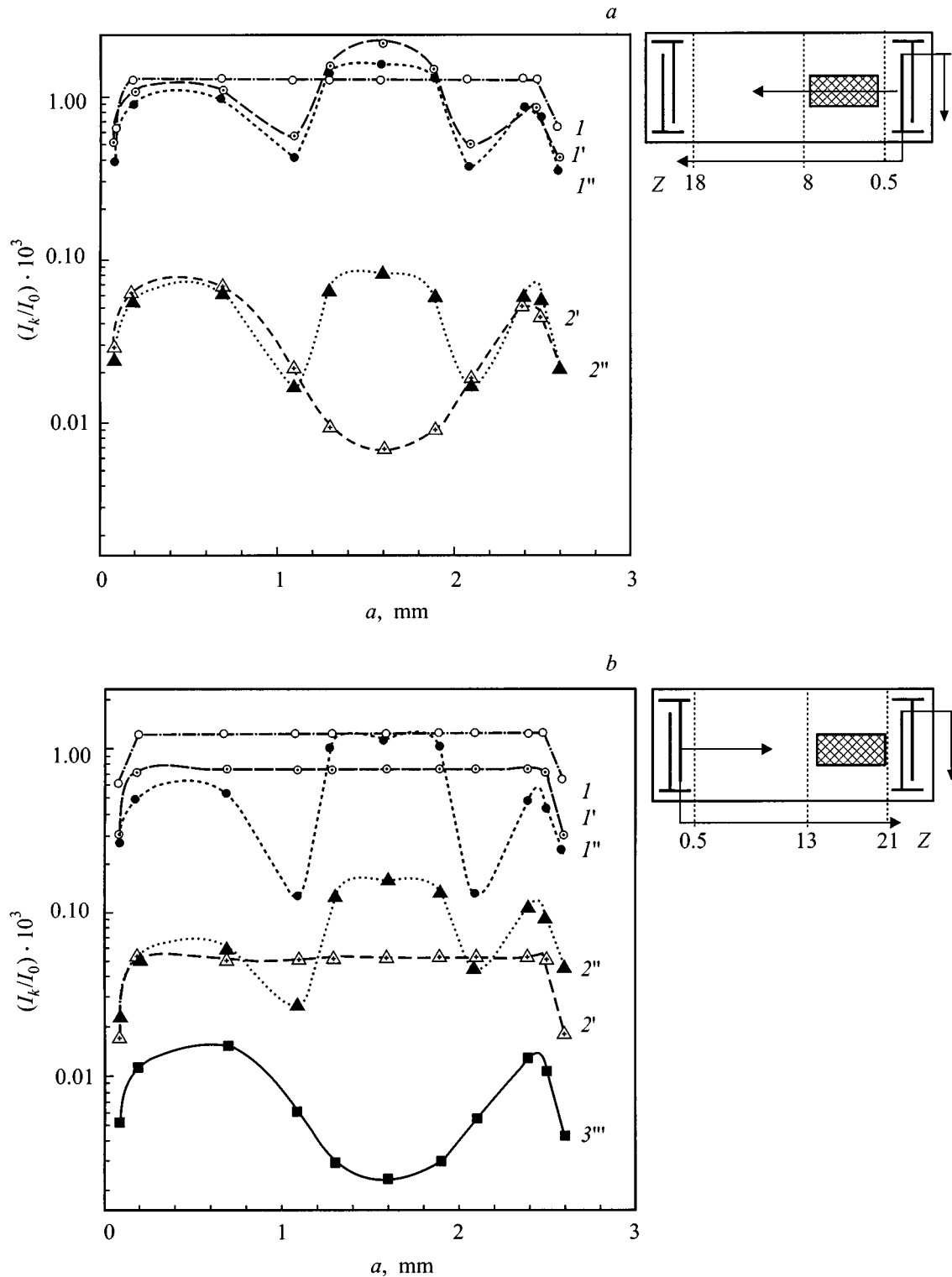
$$Z_B = (kS_0^1\Gamma_{nl})^{-1}, \tag{1}$$

где  $k$  — волновое число акустической волны,  $S_0^1$  — амплитуда деформации основной частоты звука,  $\Gamma_{nl} = 4(S_0^2/S_0^1)/(S_0^1kZ)$  — нелинейный коэффициент,  $S_0^2$  — амплитуда деформации второй гармоники,  $Z$  — расстояние от входного ВШП. Параметр  $R_{DN}$  может быть записан в виде

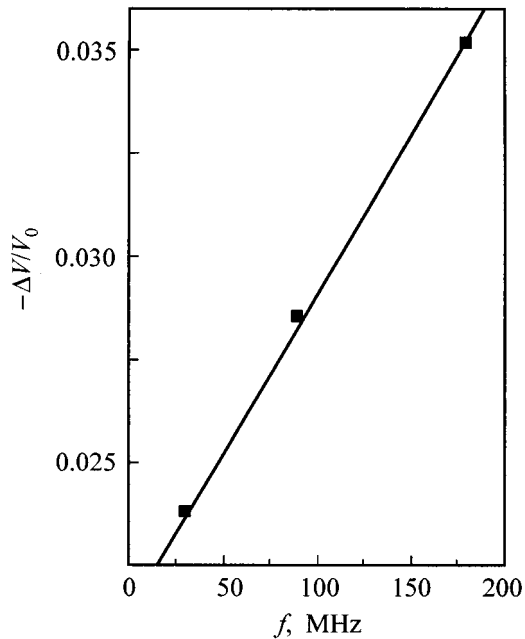
$$R_{DN} = \frac{\gamma k}{S_0^1\Gamma_{nl}}, \tag{2}$$

где  $\gamma k = \Delta V/V_0$  — дисперсия скорости звука.

Для того чтобы нелинейные эффекты существенно проявились, необходимо, чтобы размеры системы были порядка нескольких  $Z_B$ , а для баланса между дисперсией и нелинейностью необходимо, чтобы параметр  $R_{DN}$  имел величину порядка единицы.



**Рис. 5.** Поперечное распределение интенсивности гармоник ПАВ на различных расстояниях от входного ВШП. а)  $I, I', I''$  — основная частота,  $Z = 0.5, 8.5, 18.5$  mm соответственно,  $2', 2''$  — вторая гармоника,  $Z = 8.5, 18.5$  mm соответственно; б)  $I, I', I''$  — основная частота,  $Z = 0.5, 13, 21$  mm соответственно,  $2', 2''$  — вторая гармоника,  $Z = 13, 21$  mm соответственно,  $3''$  — третья гармоника,  $Z = 21$  mm.



**Рис. 6.** Частотная зависимость скорости ПАВ на металлизированной поверхности.

Частотная дисперсия скорости звука, вносимая свинцовой пленкой, определена как из данных по пространственным осцилляциям второй гармоники ПАВ (рис. 3, *a*) (с использованием известного соотношения [1]  $\Delta V/V_0 = \pi/Z_0 k$ , ( $Z_0$  — период осцилляций)), так и из наших прямых измерений изменения скорости поверхностной волны на разных частотах при удалении пленки с поверхности подложки.

Полученные результаты (рис. 6) достаточно хорошо согласуются между собой и с предсказаниями теории [5]. Дисперсия носит линейный характер  $\Delta V/V_0 = C - \gamma k$ , причем значение независимого от частоты вклада  $C = 0.22$  имеет величину, хорошо согласующуюся с половиной значения квадрата константы электромеханической связи [6].

Используя наши данные по нелинейности (рис. 2) и дисперсии (рис. 6), мы провели оценки параметров  $Z_B$  и  $R_{DN}$  согласно (1) и (2). Из них следует, что для акустической мощности 3.5 W (смещение нормальное к поверхности  $\sim 40 \text{ \AA}$ )  $Z_B \approx 0.5 \text{ cm}$ ,  $R_{DN} \approx 9$ . Это означает, что для развития солитоноподобного моноимпульса недостаточно просто увеличить акустическую мощность. Необходимо существенное снижение дисперсии, т. е. толщины пленки, до величины порядка 150  $\text{ \AA}$ .

Что касается солитонного решения для огибающей СВЧ-импульса ПАВ, то, как показывает проделанный нами анализ критериев, полученных в работе [4], одним из наиболее существенных требований к системе для существования такого решения является наличие дисперсии разного знака для групповой и фазовой скоростей ПАВ. Поскольку дисперсии групповой и фазовой скоро-

стей ПАВ, обусловленные металлизацией поверхности, кк правило, одного знака [2], достижение солитонного режима для огибающей СВЧ-импульса ПАВ в таких системах требует создания дополнительных соответствующих условий.

Таким образом, в результате проведенных в работе исследований показано, что наличие металлической пленки (толщиной 1100  $\text{ \AA}$ ) приводит к подавлению развития нелинейности. В условиях, когда пленка уже апертуры ВШП, наблюдается существенное ( $\sim 50\%$ ) затягивание энергии ПАВ со свободной поверхности звукопровода в область пленки. Изучена обусловленная металлизацией поверхности дисперсия скорости звука, и установлено, что она имеет линейный характер. Анализ полученных результатов в рамках существующих теоретических моделей возникновения и развития солитона показал, что возникновение солитоноподобного моноимпульса возможно лишь при наличии очень тонкой ( $\sim 150 \text{ \AA}$ ) свинцовой пленки.

В заключение благодарим Ю.В. Илизавского за инициативу в постановке работы и критические замечания, а также А.В. Гольцева за полезные консультации.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда Дж. Сороса и РФФИ (проект № 95-02-04093-а).

## Список литературы

- [1] A.P. Mayer. Phys. Rep. **256**, 4–5, 238 (1996).
- [2] Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. Мир, М. (1981).
- [3] К.В. Дьяконов, Ю.В. Илизавский, Э.З. Яхкинд. Письма в ЖТФ **14**, 24, 2249 (1988).
- [4] J.F. Ewen, R.L. Gunshor, V.H. Weston. J. Appl. Phys. **53**, 8, 5682 (1982).
- [5] H. Skeie. J. Ac. Soc. Am. **48**, 5, 1098 (1970).
- [6] J. Melagailis, J. Vetelino, A. Jhunjunwalo, T.B. Reed, R.E. Fahey and E. Stern. Appl. Phys. Lett. **32**, 4, 203 (1978).