

УДК 539.194

© 1991

НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ α -Si : H

В. А. Лигачев, В. А. Филиков

Описан новый вариант методики расчета спектра времен релаксации из интегральных уравнений, правая часть которых определяется экспериментально. Предлагаемый способ аппроксимации экспериментальных данных позволяет отказаться от априорных предположений о характере искомой функции и существенно повысить точность расчетов по сравнению с разработанной ранее методикой. Приводятся результаты анализа экспериментальных частотных зависимостей емкости пленок α -Si : H на основе двухфазной модели материала и обработки указанных зависимостей с использованием нового метода расчета спектров времен релаксации.

1. Алгоритм расчета спектров времен релаксации

В общем виде взаимосвязь между функцией распределения времен релаксации материала $Y(\tau)$ и его измеряемыми параметрами (такими, как величина компонентов комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$ на частоте ω) определяется [1, 2] с помощью интегральных соотношений.

$$\int_0^{\infty} \frac{Y(\tau) d\tau}{1 + (\omega\tau)^2} = \frac{\epsilon'(\omega) - \epsilon'_{\infty}}{\epsilon'_c - \epsilon'_{\infty}} \equiv Z(\omega), \quad (1)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{Y(\tau) \tau \omega d\tau}{1 + (\omega\tau)^2} = \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'_c - \epsilon'_{\infty}}, \quad (2)$$

где ϵ'_c — низкочастотная (в предельном случае — статическая) диэлектрическая проницаемость, ϵ'_{∞} — высокочастотная (оптическая) диэлектрическая проницаемость материала.

Часто поиск неизвестной функции $Y(\tau)$ сводится к следующему алгоритму: из общих соображений выбирается вид $Y(\tau)$, а затем ее количественные параметры определяются из сопоставления с помощью уравнений (1) или (2) с имеющимися экспериментальными данными [2]. Иными словами, до проведения расчетов необходимо определить вид искомой функции. До сих пор используются и более простые методики, основанные, например, на анализе диаграмм Коула—Коула [3]. Их основной недостаток — невозможность восстановления искомой функции в целом; речь идет лишь о количественной оценке отдельных ее параметров (например, «наивероятнейшего» времени релаксации).

В [4] была предпринята попытка построения алгоритма расчета спектра $Y(\tau)$ из уравнения (1) с использованием свойств преобразования Меллина, что позволило реализовать этот алгоритм на ПЭВМ класса ДВК-2. При этом удалось отказаться от предварительных предположений о характере искомой функции, однако погрешность расчетов $Y(\tau)$ в реальных задачах оказывалась недопустимо высокой. Анализ показал, что аппрок-

симация правой части уравнения (1) функцией, использованной в [4], эквивалентна введению неявных предположений о поведении $Z(\omega)$ за пределами диапазона частот, в котором эти значения измерены.

В настоящей работе рассматривается более корректный способ приближения исходных данных, позволяющий существенно повысить точность расчета $Y(\tau)$ и сохранить достоинства описанного в [4] алгоритма. Пусть в N точках спектра известны экспериментальные значения $Z(\omega_k)$ ($1 \leq k \leq N$). Предлагается значения $Z(\omega)$ в произвольной точке спектра, принадлежащей окрестности точки ω_k ($\omega_{k-1} \leq \omega \leq \omega_{k+1}$), аппроксимировать функцией

$$Z(\omega) = \sum_{j=1}^N a_{kj} \exp[-b_{kj}(\omega/\omega_j + \omega_j/\omega)/2], \quad (3)$$

где $1 \leq j \leq N$; a_{kj} — коэффициент, определяемый значениями функции $Z(\omega_k)$ и взаимным расположением точек $\omega_j = \omega_k$ (если $j=k$) на оси частот; b_{kj} — коэффициент, определяющий скорость спада экспоненты при удалении ω от ω_k и при всех $\omega'_k = (\omega_k + \omega_{k-1})/2$ и $\omega''_k = (\omega_k + \omega_{k+1})/2$ удовлетворяющий условиям

$$a_{kj} \exp[-b_{kj}(\omega'_k/\omega_k + \omega_k/\omega'_k)/2] = a_{kj} \exp[-b_{kj}(\omega''_k/\omega_k + \omega_k/\omega''_k)/2] = Z(\omega_k)/2. \quad (4)$$

Отметим, что такое определение коэффициентов b_{kj} дает возможность вычислять значения функции $Y(\tau)$ при произвольных значениях $\tau = 1/\omega$; на практике, как правило, оказывается возможным ограничиться вычислением $Y(\tau_k)$ при $\tau_k = 1/\omega_k$.

При ненулевых значениях коэффициентов b_{kj} каждое из слагаемых в (3) имеет положительную величину во всем диапазоне частот $0 \leq \omega \leq \infty$. Поэтому для определения значений a_{kj} по известным значениям $Z(\omega_k)$ необходимо в общем случае решать систему из N уравнений с N неизвестными. Однако из-за экспоненциального убывания слагаемых (3) по мере удаления ω от значений ω_j оказывается возможным ограничиться решением ленточной системы уравнений с пятью отличными от нуля диагоналями. По этой же причине снимаются проблемы с поведением функции $Z(\omega)$ за пределами исследуемого диапазона частот. Теперь уравнение (1) можно переписать в виде

$$\int_0^{\infty} \frac{Y(\tau) d\tau}{1 + (\omega\tau)^2} = \sum_{j=1}^N a_{kj} \exp[-b_{kj}(\omega/\omega_j + \omega_j/\omega)/2]. \quad (5)$$

Как показано в [4], использование преобразования Меллина позволяет свести задачу решения уравнения (5) к решению алгебраического уравнения в пространстве изображений

$$Y(1-s) = Z(s)/Q(s), \quad (6)$$

где $Y(-s)$, $Z(s)$ и $Q(s)$ являются Меллин-образами функций $Y(\tau)$, $Z(\tau)$ и $Q(\omega\tau) = 1/[1 + (\omega\tau)^2]$, удовлетворяющих [4, 5] соотношениям

$$Y(\tau) \langle \Rightarrow \rangle Y(-s),$$

$$Z(\omega) \langle \Rightarrow \rangle Z(s)$$

$$Q(\omega\tau) \langle \Rightarrow \rangle \pi\omega^{-s}/[2 \sin(\pi s/2)] \quad (0 \leq s \leq 2), \quad (7)$$

в которых s в пространстве изображений соответствует ω в пространстве оригиналов ($s \langle \Rightarrow \rangle \omega$), а $-s \langle \Rightarrow \rangle \tau$. Меллин-образом функции $Z(\omega)$ является [5] сумма

$$Z(s) = \sum_{j=1}^N a_{kj} K_s(b_{kj}), \quad (8)$$

где $K_s(b_{kj})$ обозначает модифицированную функцию Бесселя третьего рода от аргумента b_{kj} .

Подставляя в (6) выписанные выше значения $Z(s)$ и $Q(s)$, получим

$$Y(1-s) = \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^N a_{kj} \omega^s K_s(b_{ij}) \sin(\pi s/2). \quad (9)$$

Выполняя в соответствии с [4, 5] обратное преобразование Меллина, будем иметь

$$Y(\tau) = \frac{2}{\pi\tau} \sum_{k=1}^N a_{jk} \sin[-b_{jk}(\omega/\omega_k - \omega_k/\omega)/2]. \quad (10)$$

Последнее соотношение является решением уравнения (1) при условии, что его правая часть выражается формулой (3). Следует, однако, отметить, что расчет спектра времен релаксации из указанного уравнения является некорректной задачей [4, 6, 7] и малые (в пределах экспериментальной погрешности) ошибки в определении правой части уравнения могут приводить к большим (до нескольких порядков величины) ошибкам в определении $Y(\tau)$. В пространстве Меллин-образов неустойчивость рассматриваемой задачи по отношению к малым вариациям правой части (1) обусловлена наличием в (9) сомножителя $\sin(\pi s/2)$, величина которого неограниченно возрастает при $|\operatorname{Im}(s)| \rightarrow \infty$ [7]. Один из наиболее простых способов построения устойчивого (регуляризованного) решения уравнения (1) предложен в [7]. Суть его сводится к умножению Меллин-образа неустойчивого решения на регуляризующий сомножитель $\sin^{-1}(\pi s)$, уменьшающий амплитуду указанного Меллин-образа при $|\operatorname{Im}(s)| \rightarrow \infty$. Использование такого приема для решения задачи, рассматриваемой в настоящей работе, лишает нас возможности получить аналитическое выражение для обратного преобразования Меллина выражения (9). Более приемлемым оказался описываемый ниже способ построения регуляризованного решения уравнения (1). Вместо (9) будем использовать следующее выражение для Меллин-образа спектра времен релаксации:

$$Y(1-s) = -i \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^N a_{kj} \omega^s K_s(b_{kj}) \exp(i\theta s), \quad -\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2. \quad (11)$$

При $\theta = \pi/2$ выражение (11) после несложных преобразований приводится к виду (9). С учетом этого для $\theta < \pi/2$ ($\theta = \pi/2 - \beta$; $\beta > 0$) соотношение (11) может быть сведено к следующему:

$$Y(1-s) = \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^N a_{kj} \omega^s K_s(b_{kj}) \sin(\pi s/2) \exp(-i\beta s). \quad (12)$$

В силу неравенства в (7) нас интересует область положительных значений s , поэтому экспоненциальный сомножитель в формуле (12) является регуляризующим, поскольку при $\operatorname{Im}(s) \rightarrow \infty$ и $\beta > 0$ его величина (и значения $Y(1-s)$) уменьшается с ростом s . Итак, соотношения (11) и (12) представляют собой Меллин-образы регуляризованного решения интегрального уравнения (1). Переменная β в (12) служит параметром регуляризации, величину которого можно определить по невязке [6].

Выполняя для соотношения (11) обратное преобразование Меллина, в соответствии с [5] получаем формулу

$$Y(\tau) = \frac{-2i}{\pi\tau} \sum_{k=1}^N a_{jk} \exp\{-b_{jk}[\exp(-i\theta)\omega/\omega_k + \exp(i\theta)\omega_k/\omega]/2\}, \quad (13)$$

из которой с учетом равенства $\theta = \pi/2 - \beta$ легко может быть получено явное выражение для расчета спектра времен релаксации.

Разработанная новая методика расчета спектра времен релаксации использовалась при исследованиях аморфного гидrogenизированного кремния. Пленки $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ были получены методом высокочастотного ионно-плазменного распыления Si мишени в атмосфере аргон—водород с соотношением компонентов 10 : 1. Варьируемым технологическим параметром при получении пленок являлась температура подложки $T_{\text{п}}$ (которая поддерживалась постоянной в течение всего времени напыления каждого из образцов), величины других параметров не изменялись при напылении всех образцов данной серии; их численные значения приведены в [8, 9]. С помощью Q -метра Е4-7 исследовались структуры с планарным расположением никелевых контактов, поверх которых наносились пленки

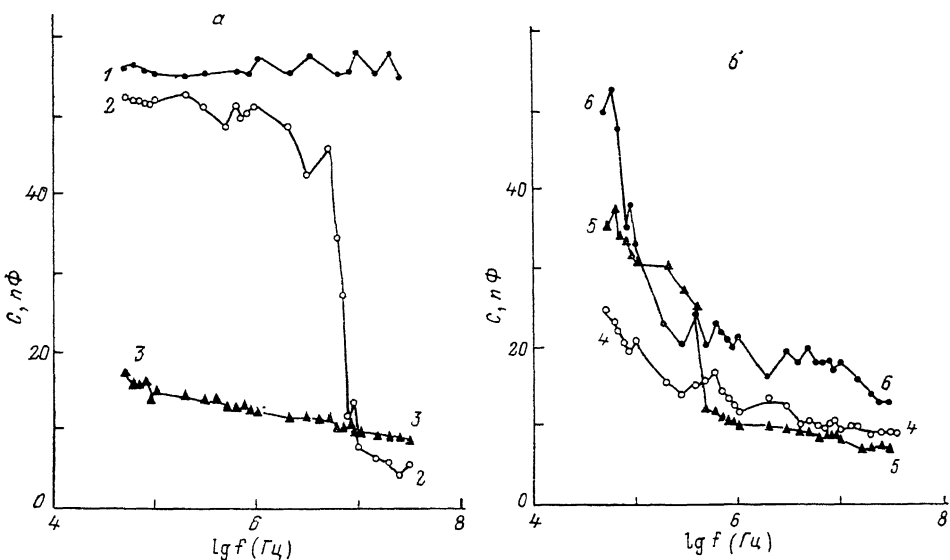


Рис. 1. Экспериментальные частотные зависимости емкости образцов $\alpha\text{-Si} : \text{H}$, приготовленных при различных значениях температуры подложки.

$T_{\text{п}}$, °С: 1 — 350, 2 — 300, 3 — 200, 4 — 170, 5 — 130, 6 — 45.

$\alpha\text{-Si} : \text{H}$. Для исключения влияния материала подложки на результаты измерений емкость структур измерялась дважды: до нанесения пленки $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ и после нанесения пленки. За емкость образца принималась величина, равная разности результатов второго и первого измерений. Измерения емкости в настоящей работе были выполнены при температуре 300 К.

На рис. 1, а, б приведены экспериментальные частотные зависимости емкости C исследованных образцов $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ в диапазоне частот $50 \text{ кГц} \leq f \leq 35 \text{ МГц}$ (где $f = \omega/2\pi$). Изменения абсолютной температуры подложки при осаждении $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ менее чем на 30 % от значения 623 К, вызывают смещение области резкого изменения емкости (и соответственно наиболее интенсивных процессов релаксации в материале) по оси частот более чем на четыре порядка величины, что на первый взгляд представляется неожиданным. Действительно, этот факт не может быть объяснен на основе широко используемых представлений о прыжковом механизме переноса электронов с энергиями вблизи уровня Ферми [10], поскольку в соответствующее соотношение для частотной зависимости проводимости входят два только параметра, характеризующих конкретный материал квадрат плотности состояний на уровне Ферми и логарифм фононной частоты ν_0 . Вариация первого из них не приводит сдвигу величины зависящей от частоты проводимости по шкале частот, а для объяснения наблюдаемого по-

ведения зависимостей $C(f)$ за счет непостоянства фононной частоты придется допустить возможность ее изменения в пределах, далеко выходящих за рамки имеющего физический смысл диапазона варьирования ν_0 .

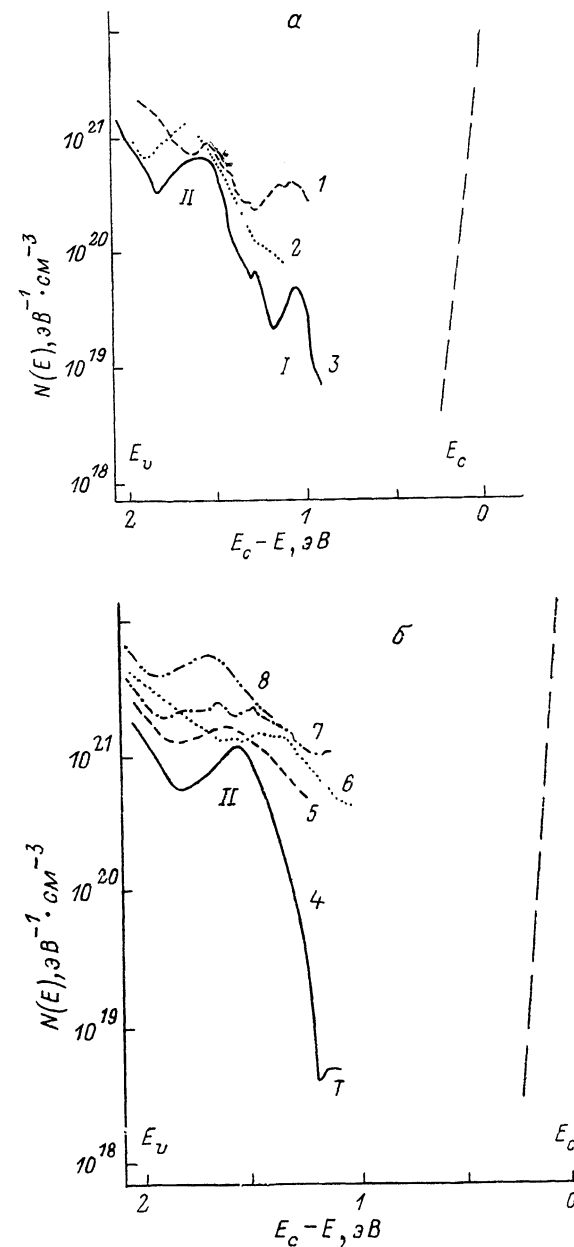


Рис. 2. Спектры плотности состояний в щели подвижности $\alpha\text{-Si:H}$, рассчитанные для исследованных в работе образцов по методике [13].

α : T_n (°C) = 45 (1), 115 (2), 170 (3), 200 (4), 250 (5), 300 (6), 350 (7), 400 (8). Римские цифры указывают положение пиков плотности состояний, формируемых материалом соединительной ткани (пик I) и материалом столбов (пик II); б: то же, что и на рис. 2, а, при $T \geq 200$ °C.

Результаты настоящей работы, на наш взгляд, имеют прямое отношение к проблеме взаимосвязи электрофизических характеристик $\alpha\text{-Si:H}$ с пространственной неоднородностью материала. Напомним, что Андерсон и Пол еще в 1981 г. связывали наблюдаемое ими резкое изменение параметров токопереноса в $\alpha\text{-Si:H}$ при достижении некоторого порогового значения варьлируемого технологического параметра (давления смеси

аргон-водород, в которой осуществлялось напыление образцов) с формированием в исследуемом материале двухфазной структуры [11]. В более поздних работах этих и других авторов установлено, что пленки имеют столбчатую структуру и материал «столбов» является основой одной из фаз, а заполняющая промежутки между столбами «соединительная ткань» — основой другой фазы. Каждая из фаз обладает собственными электрофизическими характеристиками, различия между которыми при определенных условиях могут быть обнаружены экспериментально. В частности, анализ спектров плотности состояний в щели подвижности α -Si : H показал, что участки спектра, прилегающие к дну зоны проводимости E_c и потолку валентной зоны E_v , формируются материалом внутри столбов, а пики плотности состояний в глубине щели подвижности — материалом соединительной ткани [12, 13].

Спектры плотности состояний в щели подвижности исследованных в работе пленок α -Si : H рассчитывались по данным метода постоянного фототока [14] с использованием регуляризирующего алгоритма решения интегрального уравнения Вольтерра I рода типа свертки [13]. Полученные результаты приведены на рис. 2, а, б. Основным отличием рассчитанных нами спектров плотности состояний от результатов, описанных в [14], заключается в присутствии второго пика плотности состояний с максимумом

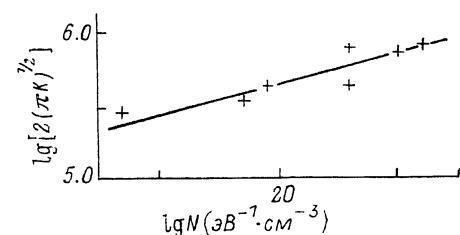


Рис. 3. Зависимость десятичного логарифма средней длины периметра столбов, занимающих площадь 1 см², от десятичного логарифма амплитуды пика I плотности состояний в α -Si : H.

мом при $E_c - E = 1.55 - 1.75$ эВ. Первый пик ($E_c - E = 1.15 - 1.25$ эВ) обнаруживается и в наших пленках, и в пленках, исследованных в работе [14]. Следуя приведенным выше соображениям, мы полагаем, что первый пик плотности состояний обусловлен вкладом материала соединительной ткани, в то время как второй формируется состояниями, находящимися внутри столбов. Правомерность такой идентификации первого пика плотности состояний может быть экспериментально проверена путем сопоставления амплитуды пика с суммарной длиной периметра столбов, расположенных на единичной поверхности пленки [13]. В соответствии с [13] указанная длина вычисляется по формуле $L = 2(\pi K)^{0.5}$, где K — поверхностная плотность столбов в пленках, определенная по результатам электронно-микроскопических исследований [15]. Зависимость логарифма величины L от логарифма амплитуды первого пика плотности состояний в исследованных нами пленках приведена на рис. 3. Пропорциональность между указанными величинами свидетельствует в пользу описанной выше гипотезы о природе первого пика плотности состояний.

Опираясь на полученные результаты, можно рассматривать соединительную ткань как энергетический барьер, разделяющий состояния с одинаковой энергией в соседних столбах. Средняя высота барьера E_b равна разности энергий, соответствующих максимумам двух пиков плотности состояний, и для исследованных в работе образцов колеблется в пределах 0.3—0.6 эВ. Тогда среднее время, необходимое для надбарьерного перехода носителей заряда t между двумя соседними столбами при температуре образца T , может быть вычислено по формуле [16]

$$t = \frac{1}{6\nu_0} \exp(E_b/kT), \quad (14)$$

в которой коэффициент $1/6$ учитывает, что под действием внешнего электрического поля надбарьерные переходы носителей заряда происходят преимущественно в одном из шести возможных пространственных направ-

лений. При разумном (для материала внутри столбов) значении $\nu_0 = 5 \times 10^{12}$ Гц получаем, что среднее время надбарьерных переходов в исследованных нами образцах должно изменяться в диапазоне $3.74 \cdot 10^{-9} \leq$

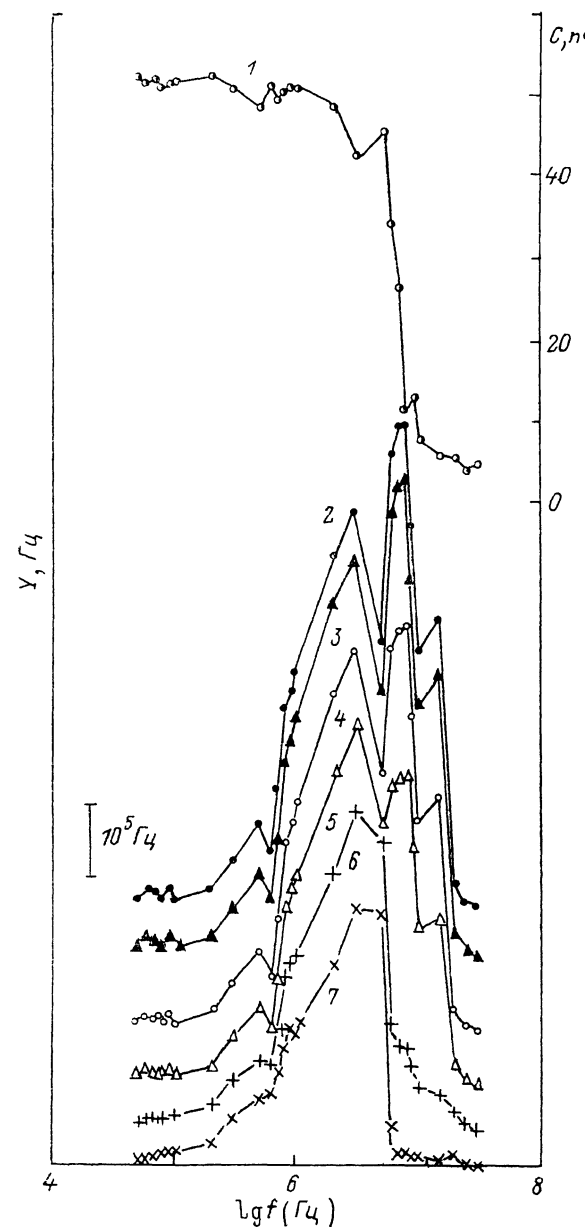


Рис. 4. Частотная зависимость емкости образца $\alpha\text{-Si:H}$, полученного при $T_{\text{п}} = 300^\circ\text{C}$ (1), рассчитанные при различных значениях параметра регуляризации β спектры времен релаксации данного образца (2—7).

β : 2 — 0, 3 — 0.00004, 4 — 0.0004, 5 — 0.001, 6 — 0.001, 7 — 0.1.

$\leq t \leq 4.20 \cdot 10^{-4}$ с. Нетрудно видеть, что указанный диапазон включает в себя экспериментально исследованную область. Таким образом, сравнительно небольшие (в пределах десятых долей электронвольта) изменения во взаимном положении двух пиков плотности состояний на шкале энергий являются основной причиной смещения экспериментальных зависимостей $C(f)$ по шкале частот более чем на четыре порядка величины.

Помимо очевидных различий частотных зависимостей параметров исследованных пленок α -Si : H в них могут присутствовать и схожие черты, обусловленные единой природой исследуемого материала. Визуально выделить такие участки на рис. 1, а, б не удастся. Объективные данные на

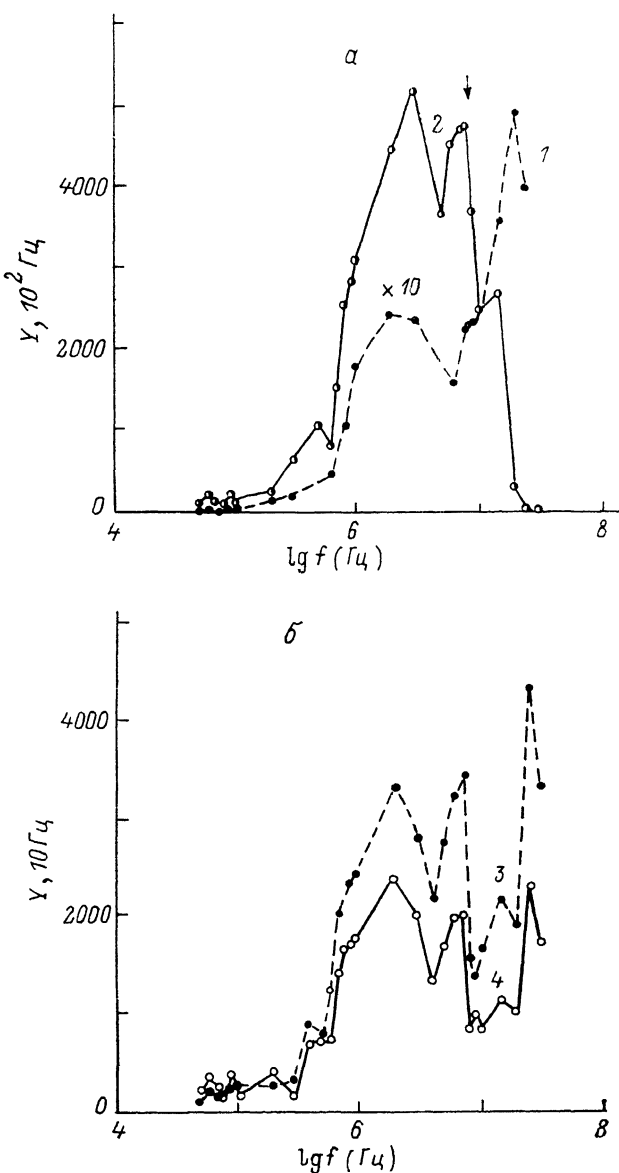


Рис. 5. Рассчитанные по новой методике спектры времен релаксации в пленках α -Si : H, приготовленных при различных значениях температуры подложки.

T_n (°C): 1 — 350, 2 — 300, 3 — 200, 4 — 170, 5 — 130, 6 — 45. Значения ординат для первой кривой увеличены в 10 раз по отношению к их реальным значениям. Стрелкой указано значение наиболее вероятного времени релаксации, рассчитанного для исследованных образцов по методике [3] из данных, опубликованных в [9].

этот счет могут быть получены с помощью расчета спектров времен релаксации.

Прежде чем перейти непосредственно к анализу результатов, полученных с помощью описанной выше методики расчета $Y(\tau)$, рассмотрим, как изменяется характер искомого спектра с увеличением параметра регуляризации. На рис. 4 вместе с частотной зависимостью емкости для одного из исследованных в работе образцов приведены спектры времен ре-

лаксации, рассчитанные при различных значениях β . Если при малых значениях параметра регуляризации ($0 \leq \beta \leq 4 \cdot 10^{-4}$) форма $Y(\tau)$ близка к нерегуляризованному спектру времен релаксации, то при дальнейшем увеличении параметра β наблюдается не только заметное изменение амплитуды $Y(\tau)$, но и сглаживание его существенных деталей: так, вместо

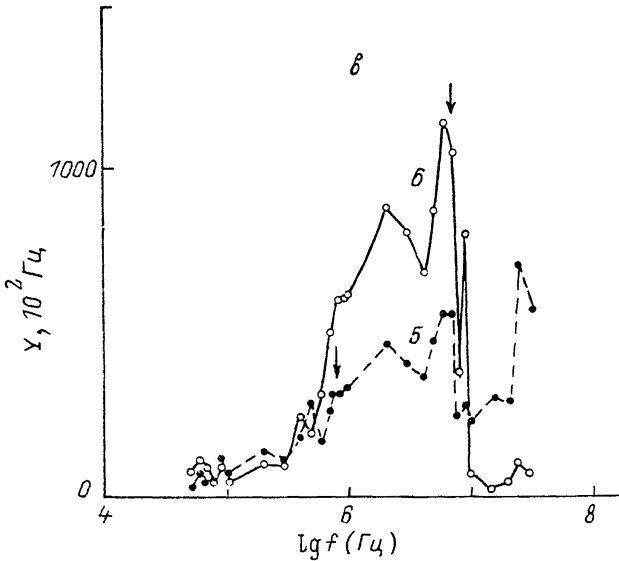


Рис. 5.

двух пиков $Y(\tau)$ в диапазоне $10^6 \leq f \leq 10^7$ Гц остается лишь один. Иными словами, при слишком больших значениях параметра регуляризации наряду с подавлением флуктуаций искомого спектра, вызванных погрешностями в определении правой части уравнения (1), наблюдается и искажение содержащейся в спектре полезной информации. Описываемые ниже спектры времен релаксации получены при значениях параметра регуляризации $2.6 \cdot 10^{-4} - 1.2 \cdot 10^{-3}$, что (как установлено сопоставлением их с нерегуляризованными спектрами) исключало исчезновение существенных деталей зависимостей.

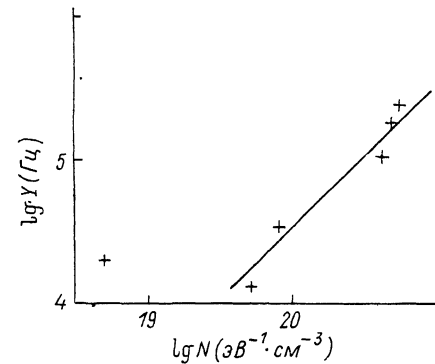


Рис. 6. Зависимость десятичного логарифма амплитуды пика времен релаксации Y с максимумом при $f = (6-8) \cdot 10^5$ Гц от десятичного логарифма амплитуды пика плотности состояний N в щели подвижности α -Si : H с максимумом при $E_c - E = 1.2-1.3$ эВ.

Спектры $Y(\tau)$ для соответствующих образцов α -Si : H приведены на рис. 5, а—е. Отметим, что градуировка оси абсцисс в соответствии с величинами десятичного логарифма f (а не τ или ω) не означает каких-либо изменений в методике расчета $Y(\tau)$ (переход от f к ω и τ тривиален), но на практике более удобна, так как позволяет без труда сопоставлять полученные результаты с исходными данными. Стрелками на графиках указаны наиболее вероятные значения времен релаксации для образцов данной серии, рассчитанные по методике [3] из опубликованных в работе [9] диаграмм Коула—Коула. Совпадение результатов расчета по известной и

вновь разработанной методикой следует признать удовлетворительным. Отметим, что последняя позволяет получать информацию о пиках $Y(\tau)$, не регистрируемых с помощью более простой методики.

На всех приведенных спектрах времен релаксации выделяется диапазон частот $10^6 \leq f \leq 10^7$ Гц, соответствующий пикам $Y(\tau)$ с относительно большой амплитудой. При $T_{\text{н}} = 350$ °С в указанном диапазоне наблюдается одиночный пик зависимости $Y(\tau)$, а при более низких значениях $T_{\text{н}}$ — два пика, причем по мере понижения $T_{\text{н}}$ они становятся все более обособленными, т. е., несмотря на весьма существенные отличия зависимостей $C(f)$ для разных образцов исследованной серии, в спектрах времен релаксации этих образцов удается выделить 1—2 пика, положение которых на оси абсцисс почти не зависит от условий приготовления образцов. Для идентификации указанных пиков времен релаксации воспользуемся приемом, аналогичным описанному выше: построим график зависимости логарифма амплитуды пика $Y(\tau)$ с максимумом при $f = (6-8) \cdot 10^6$ Гц от логарифма определенной выше величины $L = 2(\tau K)^{0.5}$ (рис. 6). Для пика $Y(\tau)$ с максимумом при $f = (2-3) \cdot 10^6$ Гц подобная зависимость не имеет качественных отличий от рис. 6 и поэтому здесь не приводится.

Как и на рис. 3, большинство экспериментальных точек зависимости располагается в окрестности отрезка прямой, что позволяет нам связывать появление указанных пиков $Y(\tau)$ с процессами поляризации, происходящими в соединительной ткани. Уточнение физической природы этих пиков спектра времен релаксации требует дальнейших исследований, которые выходят за рамки настоящей работы. Здесь лишь отметим, что возможной причиной упомянутого выше эффекта обособления пиков $Y(\tau)$, обнаруживаемых в диапазоне частот $10^6 \leq f \leq 10^7$ Гц, также может являться неоднородность, но теперь уже в соединительной ткани исследованных пленок.

Авторы считают своим долгом выразить признательность А. И. Тихонову за участие в обсуждении математического аспекта настоящей работы.

Список литературы

- [1] Фрелих Г. Теория диэлектриков. М.: ИЛ, 1960. 251 с.
- [2] Костюков Н. С., Муминов М. И., Ким Гэн Чан и др. Радиационные эффекты в керамических диэлектриках. Ташкент, 1986. 160 с.
- [3] Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. М., 1972. 256 с.
- [4] Лигачев В. А., Гордеев В. Н., Костиков С. Н. // Сб. науч. трудов № 225. М., Моск. энергет. ин-т, 1989. С. 57—63.
- [5] Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. М., 1969. Т. I. 369 с.
- [6] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. // Методы решения некорректных задач. М., 1986. 288 с.
- [7] Перельман А. Я., Пунина В. А. // ЖВМиМФ. 1969. Т. 9. № 3. С. 626—646.
- [8] Лигачев В. А., Филиков В. А., Попов А. И. и др. // Тез. докл. IX Междунар. конф. «Некристаллические полупроводники-89». Ужгород, 1989. Т. III. С. 151—154.
- [9] Филиков В. А., Сурогин Л. И., Пугачев Г. А. и др. // Изв. СО АН СССР, сер. техн. 1990. № 5. С. 109—113.
- [10] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. Т. I. 368 с.
- [11] Anderson P. A., Paul W. // Phil Mag. B. 1981. V. 44. N 2. P. 187—213.
- [12] Paul W. // Proc. 9th Int. Conf. Vac. Congr. Madrid. 1983. P. 335—343.
- [13] Лигачев В. А., Филиков В. А. // ФТП. 1991. Т. 25. № 1. С. 133—137.
- [14] Vanecsek M., Abraham A., Stika O. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. V. 83. P. 617—623.
- [15] Ligachov V. A. Die Werke zum 35. Int. Wissenschaftl. Koll. Hmenau. DDR. 1990. Heft 4. S. 56—59.
- [16] Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М., 1977. 448 с.

Московский энергетический институт

Поступило в Редакцию
28 февраля 1991 г.
В окончательной редакции
14 июня 1991 г.