

счет набора энергии за оборот равен ~ 5 мм. Численное моделирование показало, что при исходной амплитуде свободных радиальных колебаний пучка, равной 2,5 мм (рис. 1, 75-й оборот, 815 МэВ), гармоника поля в 2 Э приведет к радиальному разделению пучка между 88-м и 89-м оборотами в 2,5 мм, что достаточно для установки электростатической системы отклонения пучка. На рис. 2 исходная амплитуда свободных радиальных колебаний пучка равна 15 мм (80-й оборот, 829 МэВ). Гармоника поля величиной в 5 Э приводит к радиальному разделению между 87-м и 88-м оборотами пучка, равному 10 мм.

Отметим, что вывод протонов на основе целого резонанса $Q_r = 2$ может быть использован в циклотронных пионных фабриках (энергия протонов до E_0) и при низком наборе энергии за оборот (~ 400 кэВ).

В проектах каонных фабрик Канады, Швейцарии и ФРГ вывод протонов основан на механизме целых резонансов [9—11]. В работе [12] приведены результаты численного моделирования по выводу протонов из каонной фабрики на основе целого резонанса $Q_r = 12$ (энергия $\sim 8,8$ ГэВ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Dunn P. D. et al. Proc. High Energy Accel. and Pion Physics. V. 1. CERN, 1956, p. 9. [2] Gordon M. M. Proc. Informal Conf. Sector-focused Cyclotrons. Sea Island, Georgia, 1959, p. 324. [3] Martin J. A., Mann J. E. Nucl. Inst. and Meth., 1962, 18—19, p. 461. [4] Martin J. A. et al. Int. Conf. Sector-focused Cyclotrons and Meson Factories. CERN, 1963, 63—13, p. 52. [5] Дмитриевский В. П. и др. Препринт ОИЯИ Р-1981. Дубна, 1965. [6] Sarkisyan L. A. Proc. 7th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications. Basel, 1975, p. 324. [7] Саркисян Л. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 3, с. 282; 1979, 20, № 3, с. 45; Тр. VI Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. Дубна, 1979, с. 285; Тр. Междунар. рабочего совещ. по технике изохронных циклотронов. Краков, Report 1069/PL, 1980, с. 128; Nucl. Inst. and Meth., 1977, 142, p. 393; Proc. KAON FACTORY WORKSHOP, Vancouver. TRI—79—1, 1979, p. 203. [8] Саркисян Л. А. Тр. Всесоюз. совещ. по ускорителям ионов низких и средних энергий. Киев, 1982, с. 178; Nucl. Inst. and Meth., 1983, 207, p. 325; Тр. VIII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. Дубна, 1983, с. 106. [9] Craddock M. K. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, N 4, p. 1993. [10] Joho W. Ibid., p. 2083. [11] Schott W. et al. Nucl. Inst. and Meth., 1981, 190, p. 217. [12] Vaartman R. et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, N 4, p. 2010.

Поступила в редакцию
20.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 621.315.592

О ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ЕМКОСТИ БАРЬЕРА ШОТТКИ НА АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Р. В. Прудников, А. П. Гуськов, В. О. Абрамов

(кафедра общей физики для химического факультета)

Многочисленные исследования вольт-фарадных характеристик (ВФХ) барьера Шоттки на основе аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si:H}$) указывают (см., например, [1]) на наличие частотной дисперсии емкости (ЧДЕ). Механизм ЧДЕ не раскрыт в полной мере. В работе [2] изложена модель, согласно которой ответственной за ЧДЕ является дисперсия времен перезарядки локализованных электронных состояний (ЛЭС). На основе этой модели в [2] проведен расчет ВФХ. Однако кривые ЧДЕ, которые также несут информацию о

плотности ЛЭС; в [2] не вычислялись. В данной работе мы провели расчет кривых ЧДЕ барьера Шоттки на $a\text{-Si:H}$. При этом результаты теоретического расчета сравнивались с экспериментальными кривыми ЧДЕ, имевшими аналогичные исходные параметры.

Согласно [2], возмущение поверхностного потенциала вызывает перезарядку ЛЭС. Время перезарядки любого уровня зависит от энергии, и для его оценки используется выражение

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E / (kT)), \quad (1)$$

где

$$\Delta E = E_F + |e|\psi(x), \quad (2)$$

E_F — энергия уровня Ферми, $\psi(x)$ — потенциал на расстоянии x от границы металла, $\tau_0 = 10^{-13}$ с [3], остальные обозначения общеприняты. Так как время перезарядки конечно, отклик системы будет зависеть от частоты ω . В [2] емкость барьера $C = C(\omega, \psi_s)$ рассматривается как состоящая из двух последовательно включенных емкостей

$$C(\omega, \psi_s)^{-1} = C_c(0, \psi_c)^{-1} + C_{x_c}(\omega, \psi_s)^{-1}, \quad (3)$$

где $C_c(0, \psi_c)$ — емкость слоя перезаряжающихся ЛЭС, ψ_c — величина потенциала, до которого происходит перезарядка,

$$C_{x_c}(\omega, \psi_c) = \varepsilon\varepsilon_0/x_c, \quad (4)$$

$x_c = x_c(\omega, \psi_c)$ — глубина слоя, в котором нет перезарядки.

Согласно [2], для ψ_c время перезарядки τ берется равным периоду гармонического возмущения поверхностного потенциала. При условии $\omega\tau = 1$ из (1) следует

$$|e|\psi_c = kT \ln \frac{1}{\omega\tau_0} - E_F. \quad (5)$$

Используя приведенную выше схему, проведем расчет кривых ЧДЕ, задавая функцию распределения ЛЭС в виде

$$N(E) = N_F \exp \alpha(E - E_F), \quad (6)$$

где N_F — плотность состояний на уровне Ферми, а $\alpha = \text{const}$. В этом случае уравнение Пуассона имеет вид

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{|e|N_F}{\varepsilon\varepsilon_0\alpha} (1 - \exp \alpha|e|\psi). \quad (7)$$

При граничных условиях $\psi(0) = \psi_s$, $\psi(\infty) = 0$ с учетом (5) решение (7) позволяет найти глубину слоя, в котором нет перезарядки уровней ЛЭС:

$$x_c = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0\alpha^2}{2N_F}} \int_{\psi_c}^{\psi_s} \frac{d\psi}{\sqrt{\alpha|e|\psi - 1 + e^{-\alpha|e|\psi}}}. \quad (8)$$

Запишем известное выражение для статической емкости:

$$C(0, \psi_s) = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0|e|}{2}} \int_{E_F - |e|\psi_s}^{E_F} N(E) dE \left[\int_0^{\psi_s} \left(\int_{E_F - |e|\psi}^{E_F} N(E) dE \right) d\psi \right]^{-1/2} \quad (9)$$

В [2] предлагается в качестве $C_c(0, \psi_c)$ использовать (9) при $\psi_s = \psi_c$. Тогда, подставляя (6) в (9), получаем

$$C(0, \psi_c) = \sqrt{\frac{e^2\varepsilon\varepsilon_0N_F}{2}} \frac{1 - e^{-\alpha|e|\psi_c}}{\sqrt{\alpha|e|\psi_c - 1 + e^{-\alpha|e|\psi_c}}}. \quad (10)$$

Подстановкой (8) и (10) в (3) были численно просчитаны кривые ЧДЕ в диапазоне частот $1-10^3$ Гц при различных величинах ψ_s , α , N_F и E_F .

Кривые 2, 3, 5 на рис. 1 иллюстрируют изменение $C(\omega, \psi_s)$ при изменении плотности состояний на уровне Ферми. Изменение положения уровня Ферми также сильно влияет на анализируемые зависимости, так как с ним связано время перезарядки состояний (рис. 1, кривая 1). Как показано на рис. 2, при малых значениях ψ_s его изменение оказывает сильное влияние на вид ЧДЕ. При больших ψ_s это влияние значительно слабее. Физически этот эффект можно объяснить, рас-

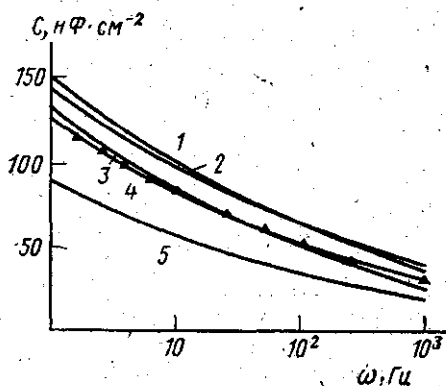


Рис. 1. Зависимость емкости барьера Шоттки на α -Si:H от частоты (кривые 1, 2, 3, 5 — теория, кривая 4 — эксперимент) для $\psi_s=0,5$ В и $\alpha=-11,5$ эВ $^{-1}$; $N_F=2 \cdot 10^{16}$ (5), $4 \cdot 10^{16}$ (1 и 3), $6 \cdot 10^{16}$ (2) см $^{-3}$ ·эВ $^{-1}$, $E_F=0,55$ (1) и 0,57 (2, 3, 5) эВ

сматривая частотные характеристики емкостей C_c и C_x . Из (5) и (10) получаем, что C_c не зависит от ψ_s на всем рассматриваемом частотном диапазоне. Иначе дело обстоит с C_x : чем меньше ψ_s , тем до более малых x изменяется слой перезарядки, и, следовательно, тем сильнее его влияние на $C(\omega, \psi_s)$. Как и следовало ожидать, емкость барьера существенно возрастает при увеличении α (рис. 3), так как это приводит к увеличению плотности состояний.

Экспериментальные кривые ЧДЕ измерялись на образцах, изготовленных нанесением пленок α -Si:H толщиной 0,8—1 мкм при раз-

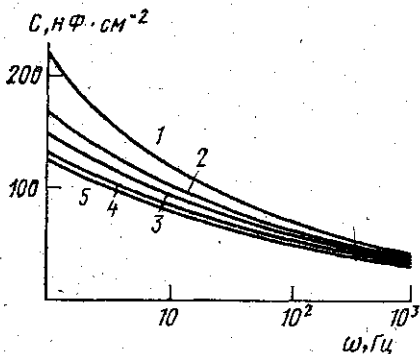


Рис. 2. Теоретические кривые ЧДЕ в зависимости от поверхностного потенциала при $N_F=4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ ·эВ $^{-1}$, $E_F=0,57$ эВ, $\alpha=11,5$ эВ $^{-1}$; $\psi_s=0,5$ (5); 0,4 (4); 0,3 (3); 0,2 (2) и 0,15 (1) В

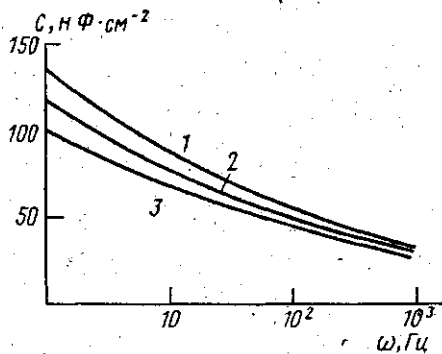


Рис. 3. Теоретические кривые ЧДЕ в зависимости от α при $N_F=4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ ·эВ $^{-1}$, $\psi_s=0,5$ В, $E_F=0,57$ В, $\alpha=-9,5$ (1); $-11,5$ (2) и $-13,5$ (3) эВ

ложении моносилана в тлеющем разряде ВЧ на покрытые слоем никеля кварцевые пластины. Омический контакт изготовлялся легированием нижнего слоя пленки фосфором. Для формирования барьера сверху на пленку наносились слои Au диаметром 1 мм 2 . Высота барьера (0,5—0,55 эВ) оценивалась из температурной зависимости обрат-

ных ветвей вольт-амперных характеристик образцов. Положение уровня Ферми ($E_F \sim 0,57$ эВ от края зоны проводимости) вычислялось из температурной зависимости проводимости при величине температурного сдвига $2 \cdot 10^{-4}$ эВ·К⁻¹. Емкость измерялась с помощью моста полных проводимостей со световым трансформатором, а также методом фазового выделения адмитанса [4]. Все измерения проводились в вакууме 10^{-3} Па при температуре 293 К. Предварительно образцы вакуумировались при 450 К в течение 15 мин.

Результаты измерений представлены на рис. 1 (кривая 4). Экспериментальная кривая практически совпадает с теоретической кривой 3, рассчитанной при $N_F = 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³·эВ⁻¹, $\alpha = 11,5$ эВ⁻¹, $\psi_s = 0,5$ В и $E_F = 0,57$ эВ. Поскольку ψ_s и E_F для образца, представленного кривой 4, имеют те же величины, то сопоставление с теоретической кривой позволяет оценить плотность $N(E)$ ЛЭС вблизи уровня Ферми. Из рис. 1 видно, что она лежит в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^{16}$ см⁻³·эВ⁻¹. Измерения, проведенные в работе [5] методом нестационарной фотопроводимости, дают величину $N(E)$ порядка $10^{16} \div 10^{17}$ см⁻³·эВ⁻¹ для образцов, полученных в аналогичных технологических условиях.

Приведенные результаты показывают, что кривые ЧДЕ можно использовать для оценки распределения ЛЭС по запрещенной зоне.

Авторы выражают благодарность Ю. А. Зарифьянцу и В. Ф. Киселеву за ценные замечания при обсуждении результатов данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аморфные полупроводники. Под ред. М. Бродски. М.: Мир, 1982. [2] Abgam R. A., Doherty P. I. Phil. Mag., 1982, 45, N 2, p. 167. [3] Beichler J. et al. Non-Cryst. Sol., 1980, 35—36, p. 587. [4] Белотелов С. В., Суриц Р. А., Федоров В. Н. Приб. и техн. эксперимента, 1978, № 1, с. 216. [5] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г. ФТП, 1983, 9, с. 1030.

Поступила в редакцию
22.02.84
После переработки —
11.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 548.732

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КОНЕЧНОМ КРИСТАЛЛЕ С ЛИНЕЙНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ПЕРИОДА РЕШЕТКИ

А. В. Колпаков, В. И. Пунегов

(кафедра физики твердого тела)

Применяемые в микроэлектронике полупроводниковые эпитаксиальные пленки в зависимости от условий их приготовления имеют неоднородности по составу. В ряде случаев реализуется одномерное линейное изменение концентрации твердого раствора по толщине кристалла (см., например, [1, 2]), что приводит, согласно закону Вегарда, к линейному изменению периода решетки (ЛИПР). ЛИПР возникает также в упруго изогнутых кристаллах, которые применяются в качестве монохроматоров рентгеновских лучей (РЛ). Модель ЛИПР может быть использована при исследовании рассеяния света в жидких холестерических кристаллах с непостоянным шагом спирали [3]. Неразрушающее исследование кристаллов с ЛИПР проводится с помощью дифракции РЛ.