

ПЛАЗМЕННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕРМАНИИ И КРЕМНИИ

О.А.Макаров, И.Г.Неизвестный, М.П.Синюков

На установке, использующей канал синхротронного излучения накопителя ВЭПП-2М, впервые наблюдалась ультрафиолетовая прозрачность германия и кремния за плазменным краем отражения валентных электронов.

В ультрафиолетовой (УФ) области спектра отражательная способность полупроводников быстро уменьшается и в районе 20 эВ оказывается $\sim 1\%$. Это обусловлено падением интенсивности переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Если определить оптические константы полупроводника и рассчитать сумму сил осцилляторов для этих пере-

ходов, то в большинстве случаев она оказывается исчерпанной уже при энергиях кванта ~ 10 эВ.¹ При больших энергиях кванта оптические константы полупроводника определяются коллективными свойствами валентных электронов, которые на этих частотах ведут себя как свободные.

В отличие от инфракрасной (ИК) области спектра, где особенности плазменного отражения полупроводника обусловлены свободными электронами зоны проводимости, в УФ области в спектре плазменного отражения валентных электронов невозможно наблюдать характерный минимум. Это обусловлено тем обстоятельством, что плазменные колебания электронов зоны проводимости происходят в среде со статической поляризуемостью валентных электронов ($|\epsilon_0^v| \gtrsim 10$), а электронов валентной зоны – в среде со статической поляризуемостью электронов более глубоких уровней ионного остова ($|\epsilon_0^d| \approx 1$).

Когда частота падающего света становится больше плазменной ($\omega > \omega_p$), отражательная способность полупроводника проходит через минимум и выходит на значение, определяемое статической поляризуемостью среды (ϵ_0):

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_0} - 1}{\sqrt{\epsilon_0} + 1} \right|^2.$$

Очевидно, что чем сильнее ϵ_0 отличается от единицы, тем больше отражательная способность полупроводника при частотах $\omega > \omega_{min}$. Поскольку поляризуемость глубоких уровней мала, отражательная способность полупроводника в УФ области спектра при частотах $\omega > \omega_p$, достигнув минимума, не возрастает, как в ИК области, а продолжает оставаться на уровне этого минимума. В связи с этим при конечных значениях времен релаксации τ , приводящих к уширению спектральных особенностей, наличие плазменного края невозможно определить, записывая спектры отражения полупроводника. Для того, чтобы определить положение плазменного края, можно использовать то обстоятельство, что при частотах $\omega > \omega_p$ полупроводник должен быть прозрачным. Подбирая толщину пленки полупроводника так, чтобы она была сравнима с длиной волны света, можно наблюдать интерференционную картину при $\hbar\omega > \hbar\omega_p$, которая позволит точно определить положение плазменного края.

Для записи спектров отражения монокристаллические пленки Ge и Si были выращены на подложках из арсенида галлия и сапфира. Запись спектров была произведена на установке, использующей канал синхронного излучения накопителя ВЭПП-2М².

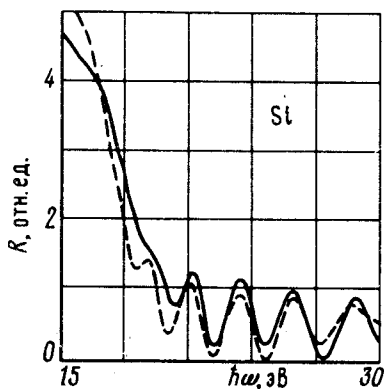


Рис. 1

Рис. 1. Экспериментальный спектр отражения пленки кремния на сапфире: s – поляризация, $\alpha = 15^\circ$, $d = 1750 \text{ \AA}$ (сплошная линия). Пунктирная линия – расчет

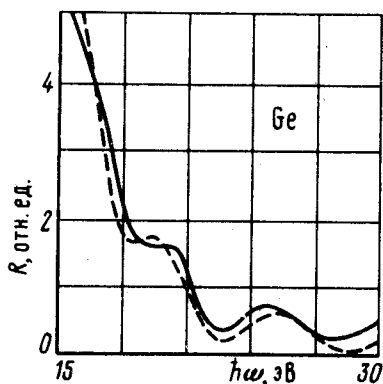


Рис. 2

Рис. 2. Экспериментальный спектр отражения пленки германия на арсениде галлия: s – поляризация, $\alpha = 10^\circ$, $d = 750 \text{ \AA}$ (сплошная линия). Пунктирная линия – расчет

Экспериментальные спектры приведены сплошными линиями на рис.1 и 2. Из них можно сделать вывод, что положение плазменного края для обоих полупроводников близко к 16 эВ. Для получения более точных значений плазменной частоты $\hbar\omega_p^v$ мы воспользовались формулой для отражения многослойной системы, в которую подставлялась зависимость $\epsilon(\omega)$, описывающая плазменные свойства валентных электронов, причем плазменная частота и время релаксации были подгоночными параметрами. Плазменные частоты, рассчитанные для газа валентных электронов в Ge ($N_v = 1,78 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$) и Si ($N_v = 2,0 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$) составляют 15,6 и 16,6 эВ.

Зависимость $\epsilon(\omega)$ будет различна для германия и кремния в связи с близостью к валентной зоне 3d-уровня в германии. Для области частот, когда сумма сил осцилляторов для переходов из валентной зоны в зону проводимости исчерпывается, выражение для $\epsilon(\omega)$ в случае Si, согласно ¹, будет иметь вид:

$$\epsilon(\omega) = 1 - m_0^{-1} (e/\pi)^2 \int d^3k \sum_{l > v} f_{vk} f_{lv} g_{lv}.$$

Оно описывает вклад электронов валентной зоны в диэлектрическую проницаемость. Здесь интегрирование ведется по зоне Бриллюэна, а суммирование — по всем зонам $l > v$, где v — валентная зона. В связи с отсутствием близкорасположенных уровней ионного остова валентные электроны в кремнии совершают плазменные колебания в среде с диэлектрической проницаемостью вакуума, и частота $\omega_p^v = 4\pi N_v e^2 / m_0$ определяется только концентрацией валентных электронов. В случае германия, для области частот, когда сумма сил осцилляторов валентной зоны исчерпана, но переходы с d-уровней еще энергетически невозможны, имеем:

$$\epsilon(\omega) = 1 - m_0^{-1} (e/\pi)^2 \int d^3k \sum_{l > v} f_{vk} f_{lv} g_{lv} - m_0^{-1} (e/\pi)^2 \int d^3k \sum_{l > v} f_{dk} f_{ld} g_{ld}.$$

Это выражение отличается от аналогичного выражения для кремния членом, который учитывает вклад d-электронов в поляризуемость. В этих выражениях f_{vk} , f_{dk} — одночастичное распределение Ферми, f_{lv} , f_{ld} — силы осцилляторов для соответствующих зон, g_{lv} , g_{ld} — члены, учитывающие конечность времени релаксации. Плазменная частота валентных электронов в Ge будет отличаться от частоты свободных электронов за счет слагаемого, включающего взаимодействие валентных электронов с электронами d-уровня и статической поляризуемости d-электронов.

Расчет был осуществлен на ЭВМ с помощью решения системы линейных уравнений, образованной путем разложения теоретической зависимости по подгоночным параметрам до членов, содержащих первые производные. Критерием правильности подгонки служила минимальная функция среднеквадратичной ошибки. Пунктирными линиями на рис.1 и 2 приведены результаты расчета со следующими параметрами для Si (рис.1) — $\hbar\omega_p^v = 16,34 \pm 0,02$ эВ и $\hbar/\tau = 0,46 \pm 0,01$ эВ и для Ge (рис.2) — $\hbar\omega_p^v = 15,81 \pm 0,08$ эВ и $\hbar/\tau = 2,17 \pm 0,06$ эВ. Эти значения плазменной частоты $\hbar\omega_p^v$ находятся в хорошем согласии со значениями, полученными в ¹ на основании измерения оптических констант германия и кремния.

В заключение авторы выражают благодарность Е.С.Глускину и персоналу комплекса ВЭП-2 института ядерной физики СО АН за помощь при проведении экспериментов.

Литература

1. Philipp H.R., Ehrenreich H., Semiconductors and Semimetals* Ed. Willardson, Beer, v.3, 1967. (Имеется перевод: „Оптические свойства полупроводников (типа A^{III} B^V)”, М.: Мир, 1970).

2. *Gluskin E.S., Zakharov V.M., Makarov O.A., Sinyukov M.P.* Proceed Intern. X-Ray and VUV-Synchr. Rad. Instrum. Conf., Hamburg, 1982.

Институт полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
29 марта 1983 г.
