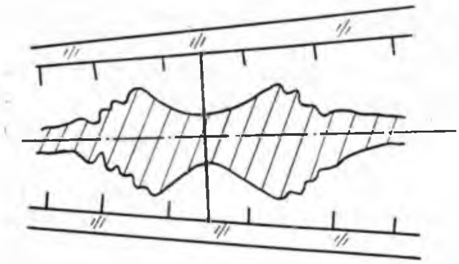


Рис. 3. Поперечный разрез ПД

результаты, усредненные по всей толщине зазора ячейки, поскольку расчет проводился по эллипсометрическим параметрам, являющимся интегральными величинами.

Таким образом, наличие двух спиральных структур, а также эллиптичности света, прошедшего в области ГОМ, указывает на достаточно сложную трехмерную структуру ПД. Природа текстуры пузырьковых, полосатых и кольцевых доменов из-за их формирования вокруг дисклинации силой $S=+1$ общая. Различаются они длиной дисклинации и ее ориентацией относительно плоскости подложек.

Список литературы

1. Kawatchi M., Kogure M., Kato Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. № 9. P. 1457.
2. Haas W., Adams J. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. № 10. P. 535.
3. Akahane T., Tako T. // Jap. J. Appl. Phys. 1976. V. 15. № 8. P. 1559.
4. Akahane T., Tako T. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1977. V. 38. P. 251.
5. Кохонен Т. Ассоциативные запоминающие устройства. М., 1982. С. 384.
6. Kawatchi M., Kogure M. // Jap. J. Appl. Phys. 1976. V. 15. № 8. P. 1557.
7. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., 1978. С. 384.
8. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. С. 584.
9. Абдулин А. З., Боровков Г. И., Комяк А. И., Муравский А. А. // Тез. докл. V конференц. соц. стран по жидким кристаллам. Одесса, 1983. Т. 1. Ч. 2. С. 145.
10. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977. С. 400.
11. Bhide V. G., Jain S. C., Chandra S. // J. Appl. Phys. 1977. V. 98. № 8. P. 3349.

Поступила в редакцию 31.03.86.

УДК 539.21 : 537.1

Ф. Ф. КОМАРОВ, А. П. НОВИКОВ, АНЬ ТУАН ХОАНГ

УЧЕТ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ЭЛЕКТРОН-ПРИМЕСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОВАЛЕНТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Характерное время электрон-примесного взаимодействия в кристаллах — существенный параметр и в оценке основных кинетических коэффициентов [1], и при анализе процессов перераспределения энергии, выделенной в электронную или фононную подсистемы кристалла [2]. Из-за отсутствия надежных сведений о распределении электронов вблизи примесного атома в полупроводниках при вычислении характерного времени электрон-примесного взаимодействия учет экранирования проводится, как правило, с помощью макроскопической диэлектрической константы ε_0. Вместе с тем электроны с кинетической энергией $>0{,}1$ эВ могут приблизиться к ионам примеси на расстояние, где представления о макроскопической диэлектрической проницаемости не применимы. В настоящей работе для корректного описания электрон-примесного взаимодействия в широком интервале энергий в рамках борновского приближения проведен учет зависимости диэлектрической функции ε от волнового вектора g.

Если поверхности постоянной энергии — сферы, то для характерного времени электрон-примесного взаимодействия $\tau(E)$ в полупроводниковых кристаллах в борновском приближении справедливо:

$$\tau(E) = \frac{\sqrt{2} m^{*1/2} \varepsilon_0^2}{\pi e^4 N_\mathrm{I}} \cdot \frac{1}{G(E)} E^{3/2}, \tag{1}$$

где m^* — эффективная масса электрона; N_I — концентрация ионов примеси; E — энергия электронов; $G(E)$ — известная функция.

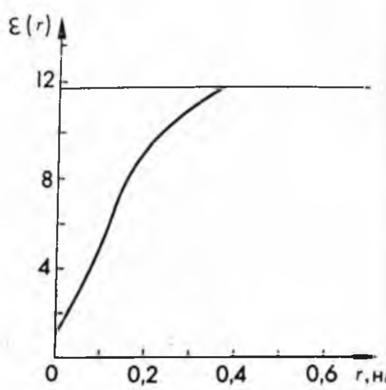
Впервые формула (1) получена Конуэлл и Вайскопфом [3], которые использовали кулоновский потенциал взаимодействия между электроном и заряженным центром с учетом того, что в ковалентных кристаллах взаимодействие ослаблено в ε_0 раз. Функция $G(E)$ запишется:

$$G_{\text{К–В}}(E) = \ln\left[1 + \left(\frac{\varepsilon_0}{Ze^2 N_\mathrm{I}}\right)^2 E^2\right]. \tag{2}$$

Брукс и Херринг [4] в аналогичных расчетах предложили использовать потенциал взаимодействия Юкавы, что позволило учесть дополнительное экранирование ионов свободными электронами. Полученное в [4] выражение для характерного времени рассеяния совпадает с (1), а функция $G(E)$ имеет вид

$$G_{\text{Б–Х}}(E) = \ln(1 + x) - \frac{x}{1 + x}, \tag{3}$$

где $x = \dfrac{8\pi\varepsilon_0 m^* k_\text{Б} T}{N_\mathrm{I} e^2 h^2} E$; $k_\text{Б}$ — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; T — температура кристалла.



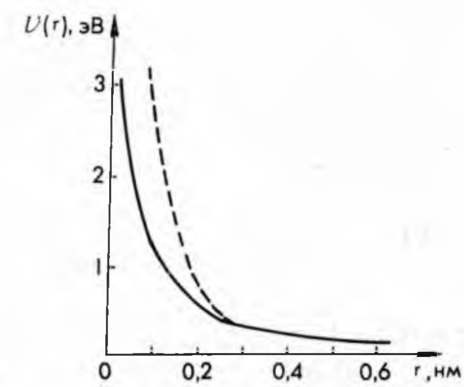


Рис. 1. Зависимость диэлектрической функции от расстояния до заряженного центра в кремнии

Рис. 2. Потенциальная энергия взаимодействия электронов с ионами примеси в кремнии:
1 — кулоновское взаимодействие; *2* — в соответствии с (5)

Обычно зависимостью функции G от энергии E пренебрегают и считают, что характерное время рассеяния $\tau \sim E^{3/2}$. Это справедливо для тепловых электронов. С увеличением энергии электроны получают возможность приблизиться к ионам примеси на расстояние, сравнимое с постоянной решетки, и, следовательно, макроскопическая диэлектрическая проницаемость ε_0 теряет смысл, так как не остается постоянной вблизи иона. Уравнения (1) и (3) это не учитывают.

До последнего времени не было выражения, учитывающего дисперсию диэлектрической функции в полупроводниках. Недавно в работе [5] предложен метод вычисления этой функции для ковалентных кристаллов, основанный на линейной теории экранирования и особенностях энергетического спектра электронов. Зависимость диэлектрической функции от волнового вектора в этом случае имеет вид:

$$\frac{1}{\varepsilon(g)} = \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)\frac{1}{1+\frac{\lambda^2}{g^2}} + \frac{1}{\varepsilon_0},$$

где g — модуль волнового вектора; λ — радиус экранирования Томаса — Ферми.

На рис. 1 приведена зависимость диэлектрической функции от расстояния для кристалла кремния, полученная нами с помощью Фурье-преобразования функции $\varepsilon(g)$. С учетом найденной зависимости соответствующий рассеивающий потенциал запишется:

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{\varepsilon(r)\,r} = -\frac{Ze^2}{r} - \frac{Ze^2}{r}\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)e^{-\lambda r}. \qquad (4)$$

Видно, что выражение (4) по сравнению с простым кулоновским потенциалом содержит дополнительный член, вклад которого будет заметен лишь на малых расстояниях. Потенциал (4) сравнивается с кулоновским на рис. 2.

Нетрудно показать, что в борновском приближении сечение рассеяния на потенциале (4) будет

$$\sigma(\Theta) = 4\left(\frac{Ze^2m^*}{\hbar^2}\right)^2\left[\frac{1}{\varepsilon^2(\lambda^2+\chi^2)^2} + \frac{2}{\varepsilon\varepsilon_0(\lambda^2+\chi^2)\chi^2} + \frac{1}{\varepsilon_0^2\chi^4}\right],$$

где Θ — угол рассеяния; $\frac{1}{\varepsilon} = 1 - \frac{1}{\varepsilon_0}$, $\chi = 2g\sin\frac{\Theta}{2}$.

Учитывая, что максимальное значение прицельного параметра $b_m = \frac{1}{2}N_{\mathrm{I}}^{-1/3}$, для характерного времени электрон-примесного взаимодействия получаем:

$$\tau(E) = \frac{1}{2\pi v N_{\mathrm{I}}\int\sigma(\Theta)(1-\cos\Theta)\sin\Theta d\Theta} = \frac{\sqrt{2}m^{*1/2}\varepsilon_0}{\pi e^4Z^2N_{\mathrm{I}}}\cdot\frac{1}{G(E)}E^{3/2},$$

где $G(E) = \ln A + (\varepsilon_0^2+1)\ln\frac{A(1+\xi)}{A+\xi} - (\varepsilon_0-1)^2\frac{A-1}{A+\xi}\cdot\frac{\xi}{1+\xi}$,

$$A = 1 + \left(\frac{\varepsilon_0}{Ze^2N_{\mathrm{I}}^{1/3}}\right)^2E^2,\ \ln A = G_{\text{К–В}}(E),\ \xi = \frac{4g^2}{\lambda^2}.$$

Для концентрации примеси $N_I \leqslant 10^{18}$ ион/см^3 величина $A \gg 1$ и $A \gg \xi$ (это неравенство справедливо при $E \leqslant 4$ эВ) и тогда функцию $G(E)$ можно переписать:

$$G(E) = \ln A + (\varepsilon_0^2+1)\ln(1+\xi) - (\varepsilon_0-1)^2\frac{\xi}{1+\xi}$$

или

$$G(E) = G_{\text{К–В}}(E) + B(E), \qquad (5)$$

где $B(E) = (\varepsilon_0^2+1)\ln\left(1+\frac{8m^*E}{\hbar^2\lambda^2}\right) - (\varepsilon_0-1)^2\dfrac{\frac{8m^*}{\hbar^2\lambda^2}E}{1+\frac{8m^*}{\hbar^2\lambda^2}E}$.

Из (5) видно, что учет зависимости диэлектрической функции от волнового вектора привел к появлению дополнительного слагаемого в функции $G(E)$, входящей в выражение для характерного времени рассеяния электронов (1). $B(E)$ всегда положительно и при $E \to 0$ также стремится к нулю. Кроме того, как показали проведенные расчеты, в пределе малых E членом $B(E)$ можно пренебречь, и найденная функция $G(E)$ совпадет с полученной Конуэлл и Вайскопфом (2). Однако для электронов с энергией $\geqslant 0{,}2$ эВ вклад слагаемого $B(E)$ в функцию $G(E)$ становится существенным и им нельзя пренебречь при расчетах характерного времени электрон-примесного взаимодействия (рис. 3).

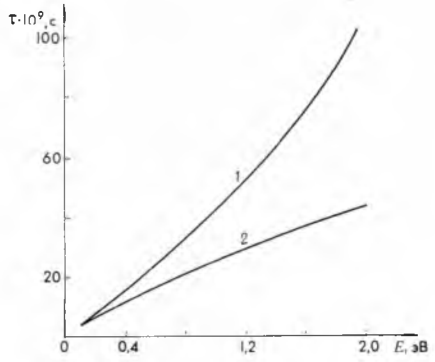


Рис. 3. Зависимость характерного времени электрон-примесного взаимодействия от энергии:
1 — расчет по формуле Конуэлл — Вайскопфа; *2* — настоящая работа

В заключение отметим, что полученное в настоящей работе аналитическое выражение для характерного времени электрон-примесного взаимодействия в ковалентных кристаллах справедливо в более широком энергетическом интервале, чем формула Конуэлл — Вайскопфа.

Список литературы

1. Glassbrenner C. J. and Slack G. A. // Phys. Rev. 1964. V. A134. P. 1058.
2. Goland A. N., Paskin A. // J. Appl. Phys. 1964. V. A35. P. 2188.
3. Conwell E. and Weisskopf V. F. // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 388.
4. Brooks H. // Phys Rev. 1951. V. 83. P. 879.
5. Lannoo M. and Allan G. // Sol. Stat. Comm. 1980. V. 33. P. 293.

Поступила в редакцию 02.09.85.

УДК 535

ФО ТХИ НГУЕТ ХАНГ

ТЕНЗОРЫ НОРМАЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ И ИМПЕДАНСА В ОПТИКЕ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Реакция многих веществ на воздействие электромагнитного поля описывается одним тензором диэлектрической проницаемости, однако существуют кристаллы, для которых действие электромагнитного поля описывается только тензором магнитной проницаемости. В [1] рассмотрено влияние тензора магнитной проницаемости μ на распространение света в тонкой магнитной пленке. Существует ряд теорем, касающихся этой величины: теорема Крамера — Кронига о связи между действительной и мнимой частями проницаемости; флуктуационно-диссипативная теорема связывает проницаемость с тепловыми флуктуациями намагниченности [2, 3]. В [4] проведены измерения эффекта Фарадея в гадолиний-галлиевом гранате $Gd_3Ga_5O_{12}$ в диапазоне 1—2,5 МКМ при $T=4{,}2$ К и магнитных полях до 50 Кэ. Результаты [4] являются доказательством существования гиромагнитного эффекта Фарадея, обусловленного процессией вектора намагниченности под действием магнитного поля световой волны. На возможность отличия магнитной проницаемости от единицы на оптических частотах в ферромагнетиках указывается и во втором издании монографии [5].

В настоящей работе получены явные выражения для тензоров нормальной рефракции и импедансов в анизотропной магнитной среде при косом падении плоской волны на ее границу из изотропной среды. Эти тензоры нужны для решения задач отражения волн на границе раздела анизотропных сред [6—9]. С помощью тензоров нормальной рефракции решается обратная задача пропускания для однородных слабопогло-