

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗОННЫХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

В. Д. Прозоровский, В. И. Очеретько

В литературе еще недостаточно освещен вопрос об определении зонных параметров и кинетических коэффициентов в полупроводниках с помощью магнитоплазменных волн по сравнению с теоретическими представлениями о распространении и поглощении их в твердотельной холодной плазме.

Методика определения эффективной массы свободных носителей заряда m^* , их концентрации N , диэлектрической проницаемости решетки ϵ_L по осцилляциям производной коэффициента отражения по магнитному полю dR/dB , обусловленным интерференцией геликонной волны в полупроводниковом образце, описана в [1]. Согласно теоретическим представлениям [1], в случае циркулярно-поляризованного микроволнового поля волны, нормально падающей на образец, связь волнового числа геликона q с зонными и кинетическими параметрами представляется через показатели преломления n и поглощения k следующим образом:

$$q = \frac{\omega}{c} (n - jk), \quad (1)$$

где ω — рабочая циклическая частота, c — скорость света в вакууме, j — мнимая единица.

В свою очередь n и k выражаются через эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ_s образца, находящегося в постоянном магнитном поле B ,

$$n^2 = \frac{1}{2\epsilon_0} (|\epsilon_s| + \text{Re } \epsilon_s), \quad (2)$$

$$k^2 = \frac{1}{2\epsilon_0} (|\epsilon_s| - \text{Re } \epsilon_s), \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Согласно [2], ϵ_s дается выражением

$$\epsilon_s = \epsilon_L - \sum_{i=1}^z \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega \left(\omega \pm \omega_{c_i} - j \frac{1}{\tau_i} \right)}, \quad (4)$$

где

$$\omega_{p_i}^2 = \frac{e^2 N_i}{m_i^*}, \quad \omega_{c_i} = \frac{eB}{m_i^*},$$

e — величина заряда свободного электрона, z — количество групп свободных носителей в исследуемом образце, τ_i — время релаксации свободного носителя заряда i -й группы по импульсу.

По указанной в [1] методике на основании условия резонансов Фабри—Перо ($q_r d = \pi m$) для однокомпонентной плазмы с использованием экспериментальной кривой dR/dB составляется следующая несовместная система уравнений, решаемая с помощью метода наименьших квадратов:

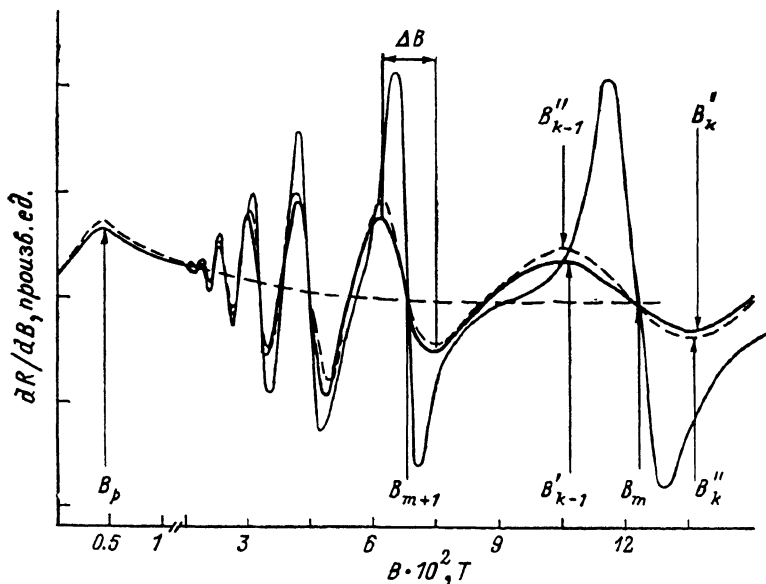
$$m^2 = \left(\frac{\omega d}{\pi c} \right)^2 \left[\frac{\epsilon_L}{\epsilon_0} + \frac{Ne}{\epsilon_0 \omega B_m} \left(1 + \frac{B_r}{B_m} \right) \right],$$

где $B_m = (B_k \cdot B_{k-1})^{1/2}$ — магнитное поле, соответствующее m -й осцилляции; B_k — величины магнитных полей, при которых dR/dB принимает экстремальное значение (см. рисунок); $B_r = \omega m^* / e$ — поле диамагнитного резонанса; m — количество полуволн геликонной волны, укладывающихся на толщине образца d , число которых определяют согласно [3, 4]; q_r — реальная часть волнового числа геликонной волны.

Использование данной методики приводит к существенной погрешности в определении зонных параметров порядка 10–15% [1], вызванной жесткостью выполнения условий $1/(\omega_c \tau)$, $\omega/\omega_c \ll 1$ в малых магнитных полях, где эффект зонной структуры значительный. Разложение q_r по ω/ω_c с учетом членов третьего порядка приводит также к возрастанию по-

грешности определяемых параметров, связанной с погрешностью измерения магнитного поля [5]. Кроме того, в этой методике не используются все особенности кривой dR/dB , такие как величина магнитного поля B_p , соответствующая экстремуму на кривой dR/dB , обусловленному нерезонансным циклотронным поглощением [1], и ширина осцилляций ΔB (см. рисунок), использование которых способствовало бы увеличению достоверности определения искоемых параметров исследуемого образца.

Авторы другой методики [6] для определения только кинетических параметров в собственном полупроводнике измеряют реальную и мнимую части волнового числа геликона в зависимости от магнитного поля с помощью метода прохождения СВЧ мощности через образец. Эта методика дает существенную погрешность (до 20%) в определении кинетических параметров [6] исследуемых полупроводников, вызванную в основном теми же причинами, что и в первой методике. Кроме того, ей присущи еще и собственные недостатки: отсутствие возможности наблюдать нерезонансное циклотронное поглощение (наличие которого



Осцилляции производной коэффициента отражения по магнитному полю.

Сплошная жирная кривая — эксперимент, штриховая кривая — теория (две группы свободных носителей заряда), тонкая сплошная кривая — теория (одна группа носителей заряда).

может указывать на присутствие двух групп свободных носителей заряда в исследуемом полупроводнике [7]), большая площадь взаимодействия исследуемого образца с микроволновым полем, а также появление некоторых технических трудностей при подготовке к измерениям [4, 8].

В данной работе предлагается метод, позволяющий с успехом определять значения параметров как в однокомпонентной, так и в двухкомпонентной твердотельной плазме по экспериментальной осцилляционной кривой dR/dB , в которой используются все значения магнитных полей, соответствующие экстремумам этой кривой, обусловленным резонансами Фабри—Перо и нерезонансным циклотронным поглощением, что автоматически позволяет учитывать ΔB . Этот метод дает возможность использовать экспериментальные данные, полученные с помощью измерений на отражение с применением поглощающего резонатора [9], в котором легко получать циркулярно-поляризованное микроволновое поле, взаимодействующее с исследуемым образцом, и определять тип свободных носителей заряда, а также проводить исследование электрофизических свойств образца методом сканирования, так как диаметр отверстия связи резонатора с образцом может быть во много раз меньше соответствующих размеров последнего.

Метод основан на сопоставлении экспериментальной и расчетной кривых dR/dB в экстремальных точках и минимизации функционала

$$\Phi = \sum_k (B'_k - B''_k)^2,$$

осуществляемой варьированием значений искомых параметров, где B'_k и B''_k — соответственно экспериментальные и расчетные значения магнитного поля, при которых кривые dR/dB принимают экстремальные значения (см. рисунок). Для определения B''_k используется выражение коэффициента отражения [10]

$$R = \frac{\text{sh}^2\left(\frac{1}{2} \alpha d\right) + \sin^2 \delta}{\text{sh}^2\left(\frac{1}{2} \alpha d + \gamma\right) + \sin^2(\delta + \psi)}, \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c}; \quad \delta = \frac{n\omega d}{c}; \quad \gamma = \ln\left(\frac{1}{r_\infty}\right); \quad \text{tg} \psi = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}; \quad r_\infty = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (6)$$

В данном методе выражения (2), (3), (5), (6) позволяют использовать для определения искомых параметров как в одно-, так и в двухкомпонентной твердотельной плазме точно, а не приближенное, как в [1, 6], выражение для ϵ_s .

Для данного метода разработана программа счета на ЭВМ, описанная в [11], согласно которой вычисление производной dR/dB осуществляется численным методом. Последнее позволяет легко применять программу для определения искомых параметров по осцилляционной кривой dR/dB в полупроводниковых материалах с изотропными и анизотропными эффективными массами свободных носителей заряда и использовать экспериментальные кривые, полученные как в фарадеевской, так и в войгтовской конфигурациях с соответствующей заменой выражения для ϵ_s .

Предложенную процедуру определения ϵ_L , N , m^* и τ в полупроводниках по кривой dR/dB можно с таким же успехом применять, используя осцилляционную кривую производной коэффициента прохождения по магнитному полю dT/dB , осцилляции которой соответствуют резонансам Фабри—Перо. Однако при измерении на прохождении нерезонансное изотропное поглощение наблюдаться не может, что лишает возможности использовать значения магнитного поля при вычислении зонных и кинетических параметров по кривой dT/dB , где эффект зонной структуры значительный.

С целью проверки предлагаемого метода были определены поперечная эффективная масса и коэффициент анизотропии с помощью диамагнитного резонанса и геликонной интерферометрии в одних и тех же образцах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. В результате измерений оказалось, что величины зонных параметров, определяемые по предложенному методу, отличаются от величин, установленных по диамагнитному резонансу, всего на 1.5—2.6 %.

Авторы работы [12], исследуя распространение геликона через образец $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и проводя обработку экспериментальных кривых dR/dB с помощью предлагаемого метода, находят, что в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ имеются две группы свободных электронов, отличающихся эффективными массами и подвижностями на порядок величины и более, что не противоречит другим работам, к примеру [13]. Ниже на примере кривой dR/dB , полученной при распространении геликона через образец $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, излагается результат обработки этой кривой с помощью предлагаемого метода.

На рисунке показаны экспериментальная (сплошная жирная) и расчетная (штриховая) кривые, полученные на частоте 36.04 ГГц при температуре 10 К для образца $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x=0.167$. Наилучшее совпадение экспериментальной и расчетной кривых происходит при следующих значениях параметров: $m_1^* = 2.9 \cdot 10^{-3} m_0$ и $m_2^* = 28 \cdot 10^{-3} m_0$, $\mu_1 = 1.6 \cdot 10^2 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $\mu_2 = 2.7 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $N_1 = 2.94 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $N_2 = 3.3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $\epsilon_L = 78$, где индексы 1 и 2 соответствуют группам легких и тяжелых электронов. Достоверность в определении этих параметров подтверждается хорошим совпадением расчетных и экспериментальных кривых на частотах 55 и 26.1 ГГц, где в выражениях для расчета были использованы параметры, вычисленные из кривой dR/dB , полученной на частоте 36.04 ГГц. Сплошная тонкая линия — расчетная кривая, соответствующая параметрам, вычисленным с помощью несомненной системы уравнений, т. е. без учета группы тяжелых электронов. Как видно из рисунка, в больших магнитных полях значения B_m расчетной и экспериментальной кривых почти совпадают, а значения B_k не совпадают. Это объясняется свойством геликона при наличии двух групп электронов проводимости с эффективными массами $m_1^* \ll m_2^*$. Будем считать, что электроны с m_1^* замедлены ($\omega_{c1} \gg 1/\tau_1$), а частота волны меньше частот релаксации импульса носителей ($\omega \ll 1/\tau_1, 1/\tau_2$). В этом случае из (1) и (4) следует соотношение

$$q^2 \frac{c^2}{\omega^2} = \frac{\epsilon_L}{\epsilon_0} + \frac{\omega_{p1}^2}{\omega \omega_{c1}} \left[1 - \frac{N_2}{N_1} \frac{(\omega - \omega_{c2}) \omega_{c2} \tau_2^2}{(\omega - \omega_{c2})^2 \tau_2^2 + 1} \right] -$$

$$-j \frac{\omega_{p1}^2}{\omega \omega_{c1}} \left[\frac{1}{\omega_{c1} \tau_1} + \frac{N_2}{N_1} \frac{\omega_{c2} \tau_2}{(\omega - \omega_{c2})^2 \tau_2^2 + 1} \right]. \quad (7)$$

Как видно из (7), даже при $N_2/N_1 \approx 1$ вклад тяжелых носителей в дисперсию геликона очень мал, в то время как затухание геликона в значительной мере увеличивается по сравнению со случаем, когда $N_2=0$, и определяется именно тяжелыми носителями. Как известно, с увеличением потерь в резонансной системе любая резонансная кривая уширяется с незначительным изменением резонансной частоты. В нашем случае в больших полях наблюдается аналогичная ситуация: B_m остается почти на месте, а экстремумы B'_k и B'_{k-1} соответственно сдвигаются в большие и меньшие поля по сравнению с теми значениями магнитных полей, в которых наблюдались бы эти экстремумы для значений зонных параметров и кинетических коэффициентов, определенных с помощью методики, описанной в [1]. Этот сдвиг B_k становится особенно заметным в больших магнитных полях, когда вклад тяжелых носителей в ϵ_0 становится сравнимым с вкладом легких.

Приведенный пример наглядно показывает, что при вычислении зонных параметров и кинетических коэффициентов из осцилляций dR/dB или dI/dB , обусловленных интерференцией геликоновой волны в образце, недостаточно совпадения экспериментальной и расчетной кривых в точках B_m в пределах ошибки эксперимента. Для получения достоверных значений искоемых параметров необходимо, чтобы кривые совпадали и в точках B_k .

Таким образом, предлагаемый в данной работе метод позволяет вычислять значения зонных и кинетических параметров ϵ_L , N , m^* и μ в одно- и двухкомпонентной твердотельной плазме с меньшей погрешностью по сравнению с методом, описанным в работе [1]. Кроме того, показано, что в геликоновой интерферометрии измерения на отражение имеют преимущество перед измерениями на прохождение, а использование радиоспектрометра с поглощающим резонатором для наблюдения кривой dR/dB дает возможность без особого усложнения условий эксперимента определять также электрофизические свойства образца «локально» с максимальной разрешающей способностью порядка 0.5 мм.

Список литературы

- [1] Wiley J. D., Percy P. S., Dexter R. N. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 3. P. 1173—1181.
- [2] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 254 с.
- [3] Takano S., Hotta S., Kawamura H. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. Vol. 37. N 4. P. 1007—1016.
- [4] Веселаго В. Г., Глушков М. В., Лынько Л. В. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 349—351.
- [5] Дежидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З. Численные методы анализа. М.: Физматгиз, 1963. 400 с.
- [6] Heidegger G., Hess H. D., Hinsh H. // Z. Angew. Phys. 1971. Bd 31. Heft 2. S. 127—130.
- [7] Прозоровский В. Д. // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 12. С. 2129—2132.
- [8] Walpole J. N., McWhorter A. L. // Phys. Rev. 1967. Vol. 158. N 3. P. 708—718.
- [9] Пул Ч. Техника ЭПР спектроскопии. М.: Мир, 1970. 557 с.
- [10] Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.
- [11] Прозоровский В. Д., Очеретько В. И., Тележкин В. А. Программа для определения зонных параметров и кинетических коэффициентов полупроводников с использованием спектров геликоновых волн. Государственный фонд алгоритмов и программ № 50880000237. ФАП АН УССР. № АПО173. 1987.
- [12] Николаенко Ю. М., Прозоровский В. Д. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. «Химия, физика и техническое применение халькогенидов». Ужгород, 1988. Ч. II. С. 222.
- [13] Finkman E., Nemirovsky Y. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 2. P. 1052—1058.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
15 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
16 марта 1989 г.