

УДК 621.372.413

О РЕЗОНАТОРНОМ СВЧ МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В. А. Милляев, В. А. Санина

Последовательно получен явный вид зависимостей изменения добротности и расстройки резонатора от концентрации свободных носителей в образце полупроводника, занимающем малую часть объема резонатора. Рассмотрены случаи расположения образца в максимумах электрической и магнитной компоненты СВЧ поля для однородного и неоднородного распределения полей внутри образца. Указаны условия линейного воспроизведения радиоспектроскопом сигналов поглощения и расстройки.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы СВЧ методика успешно применяется для изучения конденсированного состояния экситонов в германии [1]. Как и в случае газоразрядной плазмы [2], в экспериментальных исследованиях плазмы твердого тела используются волноводные и резонаторные СВЧ схемы. В работе [3] подробно рассмотрен волноводный метод и на основе теории СВЧ поглощения свободными носителями в полупроводниках предложен новый способ измерения абсолютной концентрации носителей.

Резонаторная схема по сравнению с волноводной имеет, как известно, ряд преимуществ — более высокую чувствительность, возможность получения при заданной мощности генератора большей напряженности СВЧ поля внутри образца.

Теоретические основы резонаторного метода изучения газоразрядной плазмы приводятся в работе [2] для случая, когда концентрация свободных носителей N невелика.

В настоящей работе обсуждаются вопросы применения резонаторного метода для изучения твердотельной плазмы. Расчеты реакции СВЧ резонатора на образец, занимающий часть его объема, производились ранее для различных частных случаев: диэлектрические, полупроводниковые, металлические шарики, стержни, диски в различных ориентациях [4]. Однако обсуждение экспериментальных данных для оптически возбужденного Ge потребовало более общей постановки задачи. Реакция резонатора на возбуждение неравновесных носителей в образце полупроводника, занимающего часть резонатора, является сложной функцией N и состоит в изменении его добротности и собственной частоты. В данной работе получен явный вид этой функции для случая образца, размеры которого много меньше размеров резонатора. Такое ограничение позволило нам получить решение поставленной задачи в широком диапазоне N . Реакция резонатора существенно зависит от того, где расположен исследуемый образец — в максимуме электрической или магнитной компоненты СВЧ поля в резонаторе. В первом случае отклик резонатора при $N = N_0$ имеет характерные особенности, связанные с тем, что плазменная частота системы электронов и дырок равна частоте клистрона ω . Эффект плазменного резонанса проявляется при тем-

пературах жидкого гелия, когда частота столкновений носителей $\nu \ll \omega$. При $T = 300$ и 77 К, когда $\nu \gg \omega$, максимум поглощения СВЧ мощности в образце соответствует некоторой «критической» концентрации $N_{кр} \neq N_0$ [3].

Зная теоретическую зависимость формы сигналов поглощения и расстройки от концентрации носителей, можно установить истинную кинетику носителей в образце, например, после их импульсного лазерного возбуждения, т. е. определить их абсолютную концентрацию в любой момент времени.

Когда образец расположен в максимуме магнитного СВЧ поля и отсутствует скинирование, изменение добротности и расстройка резонатора линейно связаны с N .

В качестве примеров мы даем расчеты изменения добротности и расстройки резонатора для образцов Ge, содержащих малые и большие электронно-дырочные капли (ЭДК).

Приводятся также условия линейности воспроизведения радиоспектроскопом с отражательным резонатором сигналов поглощения и расстройки, полученные по методу [5].

2. ОБРАЗЕЦ В МАКСИМУМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

2.1. Основные формулы

Рассмотрим образец полупроводника в максимуме электрического СВЧ поля резонатора; будем считать, что объем образца V_0 много меньше объема резонатора V_p .

Уравнения Максвелла в резонаторе с веществом (1) и в пустом (2) записываются в виде

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{m}^{\circ} \end{cases} ; \quad (1)$$

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{H}_n = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_n}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_n = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_n}{\partial t} \end{cases} , \quad (2)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного СВЧ полей, \mathbf{E}_n и \mathbf{H}_n — нормальные моды колебаний пустого резонатора, c — скорость света в вакууме, \mathbf{j} — плотность тока проводимости, \mathbf{D} — вектор электрической индукции, \mathbf{m}° — вектор электрической поляризации.

Будем предполагать, что при условии $V_0 \ll V_p$ помещение образца в резонатор не приводит к возбуждению новых мод. Считаем, что поля изменяются $\sim e^{i\omega t}$. Введем комплексный вектор поляризации (дипольный момент единичного объема образца):

$$\tilde{\mathbf{m}}^{\circ} = \mathbf{m}^{\circ} - \frac{i}{\omega} \mathbf{j}. \quad (3)$$

Система уравнений (1) и (2) преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \mathbf{H} - i \frac{\tilde{\omega}}{c} \mathbf{E} = i \frac{4\pi\tilde{\omega}}{c} \tilde{\mathbf{m}}^{\circ} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} + i \frac{\tilde{\omega}}{c} \mathbf{H} = 0 \end{array} \right. ; \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \mathbf{H}_n - i \frac{\omega_n}{c} \mathbf{E}_n = 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_n + i \frac{\omega_n}{c} \mathbf{H}_n = 0 \end{array} \right. . \quad (5)$$

Здесь ω_n — собственные частоты пустого резонатора, $\tilde{\omega}$ — собственная частота резонатора с образцом.

Из (4) и (5), следуя [2], можно получить точное выражение для изменения собственной частоты резонатора

$$\omega_n^2 - \tilde{\omega}^2 = 4\pi\tilde{\omega}^2 \frac{\int_V E_n^* \tilde{\mathbf{m}}^{\circ} dv}{\int_V E_n^* \mathbf{E} dv} . \quad (6)$$

Для получения расчетных формул нужно знать распределение поля \mathbf{E} в резонаторе с образцом. Обычно в теории возмущений \mathbf{E} раскладывается в ряд по малому параметру, где первый член ряда равен \mathbf{E}_n [2]. Такое разложение не применимо для случая хорошо проводящего образца. При внесении такого образца в некоторую точку резонатора поле вблизи этой точки резко изменится. Но можно допустить, что при условии $V_0 \ll V_p$ распределение поля в резонаторе вдали от образца искажается незначительно. Таким образом, справедливо интегральное соотношение

$$\int_V E_n^* \mathbf{E} dv \approx \int_V E_n^* \mathbf{E}_n dv . \quad (7)$$

Физический смысл равенства (7) состоит в том, что запасенная в резонаторе энергия практически не меняется при внесении в него образца.

Далее, так как $\tilde{\mathbf{m}}^{\circ} = 0$ вне образца, интеграл в числителе (6) по V_p заменяется интегралом по V_0 .

Поскольку $\tilde{\mathbf{m}}^{\circ}$ — комплексная величина, собственную частоту резонатора с веществом следует рассматривать также как комплексную величину.

Предполагая, что сдвиг собственной частоты резонатора $|\Delta\tilde{\omega}| \ll \omega_n$, получим

$$\frac{\Delta\tilde{\omega}}{\omega_n} \approx 2\pi \frac{\int_{V_0} E_n^* \tilde{\mathbf{m}}^{\circ} dv}{\int_V E_n^* \mathbf{E}_n dv} . \quad (8)$$

Действительная часть $\Delta\tilde{\omega}$ дает сдвиг резонансной частоты (растройку) резонатора, а мнимая — изменение его добротности Q :

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\Delta\tilde{\omega}}{\omega_n} \right) = \frac{\Delta\omega}{\omega_n} , \quad \operatorname{Im} \left(\frac{\Delta\tilde{\omega}}{\omega_n} \right) = \frac{1}{2} \Delta \left(\frac{1}{Q} \right) . \quad (9)$$

Так как образец помещен в максимум E , в интеграле по V_0 в (8) E_n можно заменить амплитудным значением E_0 . Считая для определенности резонатор прямоугольным с модой H_{10n} , получим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_n} = \frac{8\pi}{E_0^2} (E_0 \tilde{M}^s) \frac{1}{V_p}, \quad (10)$$

где $\tilde{M}^s = \int_{V_0} \tilde{m}^s dV$ — дипольный момент образца. В общем случае он связан с приложенным полем следующим образом [6]:

$$\tilde{M}_i^s = \chi_{ik}^s E_k V_0, \quad (11)$$

где χ_{ik}^s — тензор поляризуемости единичного объема образца. Для образцов эллипсоидальной формы в отсутствие внешнего магнитного поля тензор χ_{ik}^s заменяется скаляром χ^s :

$$\tilde{M}^s = \chi^s E V_0. \quad (12)$$

В этом случае из (8) (пустой резонатор настроен на частоту клистрона ω):

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 8\pi\chi^s \frac{V_0}{V_p}. \quad (13)$$

Пусть глубина скин-слоя сильно превышает размеры образца. Тогда поле внутри него можно считать однородным. Для эллипсоидального образца дипольный момент имеет вид [6]

$$\tilde{M}^s = \frac{V_0}{4\pi} \frac{\varepsilon - 1}{1 + \alpha(\varepsilon - 1)} E_0, \quad (14)$$

здесь $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon' - i\varepsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость образца, ε_0 — диэлектрическая постоянная решетки, α — коэффициент деполаризации. Подставив (14) в (10) с учетом (9) имеем окончательно:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{2}{\alpha^2} \left[\alpha - \frac{\bar{\varepsilon} + \varepsilon'}{(\bar{\varepsilon} + \varepsilon')^2 + \varepsilon''^2} \right] \frac{V_0}{V_p}; \quad (15)$$

$$\Delta \frac{1}{Q} = - \frac{4}{\alpha^2} \frac{\varepsilon''}{(\bar{\varepsilon} + \varepsilon')^2 + \varepsilon''^2} \frac{V_0}{V_p}, \quad (16)$$

где

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 - 1 + \frac{1}{\alpha}. \quad (17)$$

2.2. Зависимость добротности и расстройки резонатора от N

Подставив в (16) известные выражения

$$\varepsilon' = - \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{1}{v^2 + \omega^2}, \quad \varepsilon'' = - \varepsilon' \frac{v}{\omega}, \quad (18)$$

получим явный вид функции $\Delta \frac{1}{Q}(N)$:

$$\Delta \frac{1}{Q}(N) = - \frac{4\nu}{\alpha^2 \bar{\epsilon} \omega} \frac{N_0 N}{N^2 - 2NN_0 + N_{\text{кр}}^2} \frac{V_0}{V_p}, \quad (19)$$

где

$$N_0 = \frac{m \bar{\epsilon} \omega^2}{4\pi e^2} \quad (20)$$

и

$$N_{\text{кр}} = N_0 \sqrt{1 + (\nu/\omega)^2}. \quad (21)$$

Плотность поглощенной в образце СВЧ мощности связана с $\Delta \frac{1}{Q}$:

$$P_{\text{погл}} = - \Delta \frac{1}{Q} \frac{E_0^2 \omega}{32\pi} \frac{V_p}{V_0}, \quad (22)$$

откуда получаем

$$P_{\text{погл}}(N) = \frac{E_0^2 \nu}{8\pi \alpha^2 \bar{\epsilon}} \frac{N_0 N}{N^2 - 2NN_0 + N_{\text{кр}}^2}. \quad (23)$$

Аналогичное выражение для $P_{\text{погл}}$ получено в [3] для полупроводникового образца в СВЧ волноводе.

Функции $\Delta \frac{1}{Q}$ и $P_{\text{погл}}$ максимальны при $N = N_{\text{кр}}$:

$$\Delta \frac{1}{Q}(N_{\text{кр}}) = \frac{2\nu}{\alpha^2 \bar{\epsilon} \omega} \frac{1}{1 - \sqrt{1 + (\nu/\omega)^2}} \frac{V_0}{V_p}. \quad (24)$$

Интересно отметить, что при низких температурах, когда $\nu \ll \omega$, из (21) следует $N_{\text{кр}} \approx N_0$. Сравнивая это выражение с формулой для плазменной частоты в твердом теле

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m \bar{\epsilon}}, \quad (25)$$

можно прийти к выводу, что наблюдаемый максимум поглощения при низких температурах соответствует плазменному резонансу. На рис. 1 приводится зависимость (19) для $\alpha = 1/3$, $\omega = 6 \cdot 10^{10}$, $\bar{\epsilon}_0 = 16$ и четырех значений ν : $5 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^{10}$, $5 \cdot 10^{11}$, $5 \cdot 10^{12}$. Чем больше ν , тем правее расположен максимум кривой в соответствии с (21). Из формул (15)

и (18) получим явный вид $\frac{\Delta \omega}{\omega}(N)$. Расстройка резонатора, определяемая свободными носителями, запишется в виде

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e = \frac{\Delta \omega}{\omega} - \frac{\Delta \omega}{\omega} \Big|_{N=0}, \quad (26)$$

где

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \Big|_{N=0} = \frac{2(\bar{\epsilon}_0 - 1)}{\alpha \bar{\epsilon}} \frac{V_0}{V_p} \quad (27)$$

или

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e(N) = - \frac{2}{\alpha^2 \bar{\epsilon}} \frac{N(N_0 - N)}{N^2 - 2N_0 N + N_{\text{кр}}^2} \frac{V_0}{V_p}. \quad (28)$$

На рис. 2 приведена зависимость (28) для тех же значений ν , что и на рис. 1.

Функция $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_e$ обращается в нуль при $N = N_0$. Заметим, что N_0 не зависит от ν . Для Ge при $\omega = 6 \cdot 10^{10}$ и $\alpha = 1/3$ получим $N_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При $N \rightarrow \infty$

$$\lim \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_e = \frac{2}{\alpha^2 \varepsilon} \frac{V_0}{V_p}. \quad (29)$$

При $\varepsilon_0 = 16$ и $\alpha = 1/3$ (сферический образец Ge)

$$\left.\frac{\Delta\omega}{\omega}\right|_{N=0} = 5 \frac{V_0}{V_p} \quad \text{и} \quad \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_e = \frac{V_0}{V_p}.$$

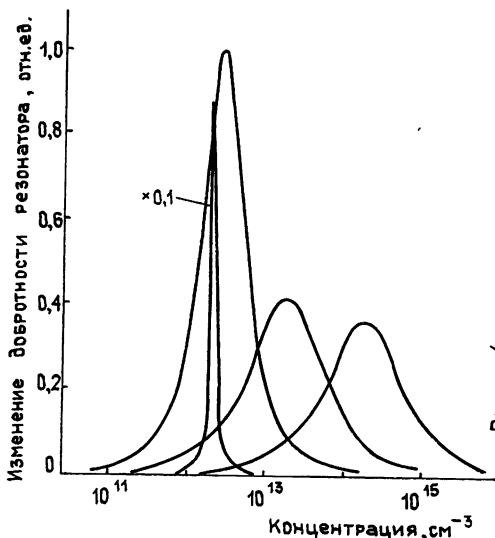


Рис. 1.

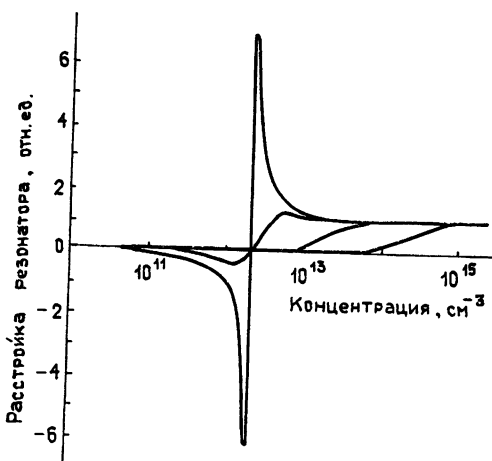


Рис. 2.

Расстройка имеет экстремальные значения при

$$N_{1,2} = \frac{N_0}{1 \pm \frac{1}{\sqrt{1 + (\nu/\omega)^2}}}; \quad (30)$$

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_e (N_{1,2}) = -\frac{1}{\alpha^2 \varepsilon} \frac{1}{\frac{\nu}{\omega} \left(\frac{\nu}{\omega} \pm \sqrt{1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2}\right)} \frac{V_0}{V_p}. \quad (31)$$

Рассмотрим частный случай $\nu \gg \omega$. Из (30)

$$N_1(300 \text{ K}) \approx 0,5 N_0, \quad N_2(300 \text{ K}) \approx 2N_0 \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2,$$

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_e (N_2) \approx \frac{1}{\alpha^2 \varepsilon} \left[2 + \left(\frac{\omega}{\nu}\right)^2\right] \frac{V_0}{V_p}.$$

Видно, что амплитуда этого максимума очень мало превышает асимптотическое значение (29).

Во втором предельном случае $\nu \ll \omega^2$ (например, при $T = 1,3 \text{ К}$, $N \ll 10^{15} \text{ см}^{-3}$) из (30): $N_{1,2}(1,3 \text{ К}) = \frac{N_0}{2} \left(1 \mp \frac{\nu}{\omega} \right)$. Из формулы (31) следует

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_e (N_{1,2}) = \pm \frac{1}{\alpha^2 \varepsilon} \frac{\omega}{\nu} \frac{V_0}{V_p}.$$

2.3. Учет скинирования

Выражение для электрического момента проводящего шара, помещенного в однородное переменное электрическое поле, было получено в работе [7], откуда следует:

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{э}} = \frac{3}{8\pi} \frac{(2\varepsilon + 1) \left(\frac{1}{kR} - \text{ctg } kR \right) - kR}{(\varepsilon - 1) \left(\frac{1}{kR} - \text{ctg } kR \right) + kR}. \quad (32)$$

Здесь R — радиус шара, $k = \omega \sqrt{\varepsilon}/c$, ε и k здесь комплексные величины.

После деления на действительную и мнимую части выражение (32) можно использовать для расчетов при произвольных значениях kR .

Очевидно, случай однородного поля внутри образца соответствует приближению $|kR| \ll 1$. Проведя в (32) разложение при малых $|kR|$ (малый образец в отсутствие скинирования), получим известное выражение [6]

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{э}} \approx \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}. \quad (33)$$

Обратный случай — хорошо проводящий шар ($N \rightarrow \infty$, предельное скинирование):

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{э}} \approx \frac{3}{4\pi}, \quad \frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 6 \frac{V_0}{V_p}, \quad \Delta \frac{1}{Q} = 0. \quad (34)$$

В качестве примера на рис. 3 сплошными линиями изображены расстройка и изменение добротности резонатора со сферическим образцом радиусом $R = 0,2 \text{ см}$ ($\nu = 5 \cdot 10^{10}$) с учетом неоднородности поля в образце в зависимости от N . Пунктиром показаны те же функции в приближении однородного поля в образце (формулы (19) и (28)). Видно, что приближение однородного поля в этом случае несправедливо, особенно при малых N . Действительно, здесь длина волны в образце сравнима с его размерами. Указанное приближение в данном случае оправдано для образцов размером меньше $0,1 \text{ см}$.

3. ОБРАЗЕЦ В МАКСИМУМЕ МАГНИТНОЙ КОМПОНЕНТЫ СВЧ ПОЛЯ

Выражение для магнитной поляризуемости единичного объема полупроводникового шара приводится в [8]:

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{м}} = - \frac{3}{8\pi} \left(1 - \frac{3}{k^2 R^2} + \frac{3}{kR} \text{ctg } kR \right). \quad (35)$$

Считая, что $k = k' - ik''$, и разделяя действительную и мнимую части, получим

$$\operatorname{Re} \chi_{\text{ш}}^{\text{м}} = -\frac{3}{8\pi} \left[1 - \frac{3}{R^2} \frac{k'^2 - k''^2}{(k'^2 + k''^2)^2} + \frac{3}{R} \frac{(k' \sin 2k' R - k'' \operatorname{sh} 2k'' R)}{(k'^2 + k''^2) (\operatorname{ch} 2k'' R - \cos 2k' R)} \right]; \quad (36)$$

$$\operatorname{Im} \chi_{\text{ш}}^{\text{м}} = -\frac{3}{8\pi} \left[\frac{3}{R^2} \frac{2k' k''}{(k'^2 + k''^2)^2} - \frac{3}{R} \frac{(k'' \sin 2k' R + k' \operatorname{sh} 2k'' R)}{(k'^2 + k''^2) (\operatorname{ch} 2k'' R - \cos 2k' R)} \right]. \quad (37)$$

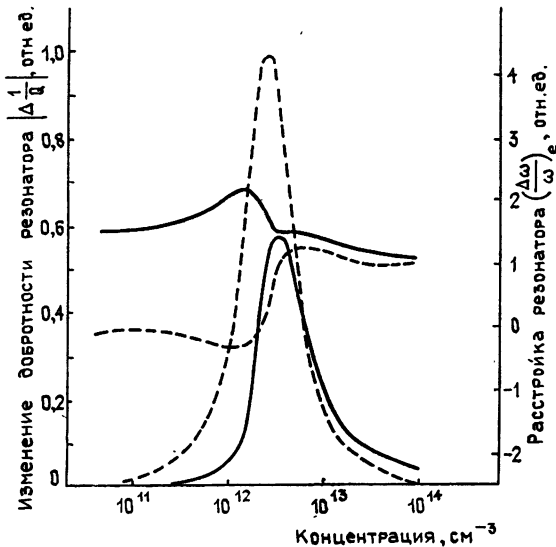


Рис. 3.

По аналогии с (13) запишем

$$\frac{\tilde{\Delta\omega}}{\omega} = 8\pi\chi_{\text{ш}}^{\text{м}} \frac{V_0}{V_p}, \quad (38)$$

откуда можно вычислить расстройку и изменение добротности резонатора для произвольных значений kR . Для k' и k'' при $|\varepsilon| \gg \varepsilon_0$ справедливы следующие выражения:

$$k' = \left(\frac{2\pi e^2 N}{mc^2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \right)^{-1/2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2} \right]^{1/2}; \quad (39)$$

$$k'' = \left(\frac{2\pi e^2 N}{mc^2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \right)^{-1/2} + \frac{1}{1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2} \right]^{1/2}. \quad (40)$$

Для сферического образца в $H_{\text{СВЧ}}$ при условии $|kR| \ll 1$ из (35)

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{M}} \approx \frac{k^2 R^2}{40 \pi} = \frac{R^2 \omega^2}{40 \pi c^2} \varepsilon, \quad (41)$$

откуда следует

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e = - \frac{4\pi e^2 R^2}{5mc^2} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \nu^2} N \frac{V_0}{V_p}; \quad (42)$$

$$\Delta \frac{1}{Q} = - \frac{8\pi e^2 R^2}{5mc^2} \frac{\omega \nu}{\omega^2 + \nu^2} N \frac{V_0}{V_p}, \quad (43)$$

т. е. расстройка резонатора и изменение его добротности в этом приближении линейно зависят от концентрации свободных носителей.

В другом пределе $|kR| \gg 1$ ($N \rightarrow \infty$) из (35) получим

$$\chi_{\text{ш}}^{\text{M}} = - \frac{3}{8\pi}, \quad \frac{\Delta \omega}{\omega} = - 3 \frac{V_0}{V_p}, \quad \Delta \frac{1}{Q} = 0. \quad (44)$$

Таким образом, при повышении концентрации $\Delta \frac{1}{Q}$ растет, проходит через максимум и затем уменьшается до 0 из-за скинирования.

В качестве примера рассмотрим электронно-дырочные капли*. Малые ЭДК характеризуются следующими параметрами: $R = 10^{-3}$ см, $\nu/\omega \sim 1$, $N = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Из (33), (13), (42) и (43) получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e^E &\approx \frac{V_0}{V_p}, & \left(\Delta \frac{1}{Q} \right)^E &\approx - 2 \cdot 10^{-5} \frac{V_0}{V_p}, \\ \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e^H &\approx - 0,68 \frac{V_0}{V_p}, & \left(\Delta \frac{1}{Q} \right)^H &\approx - 0,74 \frac{V_0}{V_p}. \end{aligned} \quad (45)$$

Если в образце содержится облако мелких капель и среднее расстояние между ними $\gg R$, можно считать, что электрический (и магнитный) момент облака равен сумме моментов отдельных ЭДК. В этом случае в (45) V_0 представляет собой суммарный объем всех капель. Из (45) видно, что расстройка имеет разные знаки, когда образец расположен в $E_{\text{свч}}$ и $H_{\text{свч}}$. Этот результат соответствует теореме Слэтера [9].

Для больших ЭДК [10] ($R = 3 \cdot 10^{-2}$ см, $\nu/\omega \sim 1$, $N = 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) из (33) и (41) получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e^E &\approx \frac{V_0}{V_p}, & \left(\Delta \frac{1}{Q} \right)^E &\approx - 7 \cdot 10^{-4} \frac{V_0}{V_p}, \\ \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_e^H &\approx - 2,89 \frac{V_0}{V_p}, & \left(\Delta \frac{1}{Q} \right)^H &\approx - 0,19 \frac{V_0}{V_p}. \end{aligned} \quad (46)$$

4. УСЛОВИЯ ЛИНЕЙНОГО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ РАДИОСПЕКТРОСКОПОМ СИГНАЛОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССТРОЙКИ

Критерии линейности воспроизведения спектроскопом сигналов поглощения и дисперсии ЭПР подробно рассмотрены в [5]. Они имеют силу и в нашем случае.

Для отражательного резонатора связь отраженной мощности $P_{\text{отр}}$ с фактором поглощения $x = Q_0 \Delta \frac{1}{Q}$ и расстройкой дается в виде

* Более точный результат может дать модель эмульсии [6].

$$\frac{P_{\text{отр}}}{P_0} = 4\beta_0 \frac{x^2 + x(1 - \beta_0^2) - (1 + x) 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega_{\text{рез}}}{\omega_0}\right)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega_{\text{рез}}}{\omega_0} + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}{\left[(1 + \beta_0)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega_{\text{рез}}}{\omega_0}\right)^2\right] \left[(1 + \beta_0 + x)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega_{\text{рез}}}{\omega_0} + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right]} \quad (47)$$

Здесь P_0 — подводимая к резонатору СВЧ мощность, Q_0 — добротность, β_0 — начальный параметр связи, $\Delta\omega_{\text{рез}}$ — начальная расстройка ($\Delta\omega_{\text{рез}} = \omega - \omega_0$), ω_0 — собственная частота резонатора при $N = 0$.

Рассмотрим случай, когда резонатор в отсутствие поглощения настроен на частоту клистрона, т. е. $\Delta\omega_{\text{рез}} = 0$. Из формулы (47) видно, что для выполнения $\Delta P_{\text{отр}}/P_0 \sim x$ требуется, чтобы $(\Delta\omega/\omega)_{\text{max}}$ и $\left(\Delta \frac{1}{Q}\right)_{\text{max}}$ были достаточно малы. Взяв для расстройки $(\Delta\omega/\omega)_{\text{max}} = (\Delta\omega/\omega)(N_2)$ (см. (31)) и соответствующие значения $\Delta \frac{1}{Q}(N_2)$, получим условие на коэффициент заполнения (при $x \ll 1$)

$$\frac{V_0}{V_p} \ll \frac{\alpha^2 \bar{\epsilon} \nu}{2Q_0 \omega} \left[\frac{\nu}{\omega} - \sqrt{1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2} \right]^2 \quad (48)$$

Отсюда для свободных носителей в Ge при 1,3 К ($Q_0 = 10^3$, $\omega/\nu \approx 20$) $V_0/V_p \ll 10^{-5}$; для $T = 77$ К ($\nu/\omega \sim 10$) и $T = 300$ К ($\nu/\omega \sim 10^2$) коэффициент заполнения соответственно должен быть меньше $5 \cdot 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-6}$.

В случае $\Delta\omega_{\text{рез}} \neq 0$ (для определенности $\frac{\Delta\omega_{\text{рез}}}{\omega_0} = \frac{1}{2Q_0}$) $\frac{\Delta P_{\text{отр}}}{P_0} \sim \frac{\Delta\omega}{\omega}$ при условии

$$\frac{V_0}{V_p} \ll \frac{\alpha^2 \nu \bar{\epsilon} \left(-\frac{\nu}{\omega} + \sqrt{1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2} \right)}{2Q_0 \omega}, \quad (49)$$

для $T \approx 1,3$ К имеем $V_0/V_p \ll 10^{-4}$.

Итак, только при выполнении сравнительно жестких условий на величину коэффициента заполнения и при соответствующей предварительной настройке резонатора можно обеспечить линейную связь $P_{\text{отр}}$ в одном случае с $\Delta \frac{1}{Q}$, во втором — с $\frac{\Delta\omega}{\omega}$.

5. ФОРМА «ЛИНИИ» ПОГЛОЩЕНИЯ В ДИПОЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Определим нормированную форму «линии» поглощения следующим образом:

$$F(N) = \frac{\Delta \frac{1}{Q}(N)}{\Delta \frac{1}{Q_*}(N_{\text{кр}})} = \frac{P_{\text{погл}}(N)}{P_{\text{погл}}(N_{\text{кр}})} \quad (50)$$

Подставив (16) и (20) в (50), получим

$$F(N) = \frac{1 - \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right)^{-1/2}}{\frac{1}{2} \left(\frac{N}{N_{кр}} + \frac{N_{кр}}{N}\right) - \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right)^{-1/2}}. \quad (51)$$

Функция $F(N)$ описывает форму сигнала поглощения при «модуляции» N .

Как правило, кинетика свободных носителей описывается экспоненциальной рекомбинацией:

$$N(t) = N(0)e^{-t/\tau}, \quad (52)$$

где $N(0)$ — значение при $t = 0$, т. е. после окончания лазерного импульса.

Подставив (52) в (51), получим форму «линии» поглощения

$$F(t) = \frac{1 - \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right)^{-1/2}}{\operatorname{ch}\left(b - \frac{t}{\tau}\right) + \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right)^{1/2}}, \quad (53)$$

где $b = \ln N(0)/N_{кр}$. Очевидно, форма «линии» $F(t)$ симметрична, ввиду четности $\operatorname{ch}(b - t/\tau)$; центр ее расположен при $t = t_d = b\tau$, где t_d — время задержки максимума сигнала поглощения [3]. «Ширина» линии на полувысоте Δt равна

$$\Delta t = 2\tau \operatorname{arcch} \left[2 - \left(1 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right)^{-1/2} \right]. \quad (54)$$

Постоянную рекомбинации легко определить по спаду сигнала поглощения, т. е. логарифмированием правого крыла «линии».

Зная τ и Δt , можно определить частоту столкновений

$$\frac{\nu}{\omega} = \frac{\sqrt{\left(3 - \operatorname{ch} \frac{\Delta t}{2\tau}\right) \left(\operatorname{ch} \frac{\Delta t}{2\tau} - 1\right)}}{2 - \operatorname{ch} \frac{\Delta t}{2\tau}}. \quad (55)$$

Представляет интерес случай, когда $\nu = \nu(t)$. Переменная во времени частота столкновений может соответствовать различным экспериментальным ситуациям. Если происходит лазерный нагрев, а затем остывание образца, переменной во времени является частота электрон-фононных столкновений.

Когда концентрация генерированных лазерным импульсом носителей достаточно велика, определяющей может стать частота столкновений носитель — носитель, которая падает со временем из-за рекомбинации электронов и дырок.

Наконец, при низких температурах главную роль может играть частота столкновений носителей с экситонами, которая меняется со временем в соответствии с концентрацией экситонов.

Подставив в формулу (51) зависимость $\nu(t)$ и $N(t)$, получим форму «линии», которая, вообще говоря, не будет симметричной. И наоборот, зная форму сигнала поглощения и зависимость $\nu(t)$, можно получить кинетику свободных носителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труды ФИАН СССР, 100 (1977).
2. В. Е. Голант, Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, изд. Наука, М., 1968.
3. Б. В. Зубов, А. А. Маненков, В. А. Мильев, Г. Н. Михайлова, Т. М. Мурина, А. С. Сеферов, ФТТ, 18, 706 (1976).
4. А. А. Брандт, Исследование диэлектриков на СВЧ, Физматгиз, М., 1963.
5. Н. В. Карлов, А. А. Маненков, Квантовые усилители, ВИНТИ, М., 1966.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1957.
7. М. А. Дивильковский, ЖТФ, 9, 433 (1939).
8. A. Manoliu, C. Kittel, Sol. St. Comm., 21, 635 (1977).
9. Э. Л. Гинзтон, Измерения на сантиметровых волнах, ИЛ, М., 1960.
10. J. Wolfe, R. Markiewicz, S. Kelso, Bull. Amer. Phys. Soc., 20, 471 (1975).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
20 марта 1979 г.

RESONANCE VHF METHOD OF INVESTIGATION OF A SOLID BODY PLASMA

V. A. Milyaev, V. A. Sanina

An evident form of dependences of Q -factor and detuning variation of a resonator on the concentration of free carriers in a sample of semiconductor occupying a small part of the resonator volume has been successively derived. Cases of sample location are considered in maxima of electric and magnetic components of VHF field for a homogeneous and inhomogeneous field distribution inside the sample. Conditions are specified for the linear reproduction of absorption and detuning signals by the radio-spectroscopy.
