# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗОНА-ЗОННОЙ ПОДСВЕТКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УРОВНЕЙ В МЕТОДЕ ШУМОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*М.Е.Левинштейн, С.Л.Румянцев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 30 июня 1994 г. Принята к печати 6 июля 1994 г.)

Проанализировано влияние зона-зонной подсветки на генерационно-рекомбинационный шум, обусловленный наличием локального уровня в запрещенной зоне полупроводника.

Показано, что зона-зонная подсветка, создающая в объеме полупроводника подвижные неосновные носители, позволяет непосредственно судить о том, зависит ли сечение захвата носителей $\sigma$ от температуры экспоненциально ($\sigma = \sigma_0 \exp(E_1/kT)$). В случае экспоненциальной зависимости сечения от температуры зона-зонная подсветка позволяет определить параметры уровня даже для случая, когда энергия активации $E_1$ значительно больше, чем глубина залегания уровня $E_0$. В этом случае ($E_1 \gg E_0$) обычные методы обработки данных шумовых измерений позволяют (без использования подсветки) определить только значение $E_1$.

Для предельных случаев, когда исследуемый уровень лежит значительно ниже уровня Ферми $E_F$ ($E_0 - E_F \gg kT$) или значительно выше ($E_F - E_0 \gg kT$), предложены простые аналитические выражения, описывающие влияние подсветки на уровень шума. Проделаны численные расчеты, подтверждающие справедливость полученных аналитических выражений.

Метод шумовой спектроскопии локальных уровней широко используется в тех случаях, когда использование наиболее распространенного метода, DLTS, становится затруднительным или невозможным. К таким случаям относится исследование уровней с очень малым сечением захвата $\sigma \leqslant 10^{-20}$ см$^{-2}$, уровней в высокоомных и полуизолирующих полупроводниках, резонансных уровней в разрешенных зонах (см., например, [1–6]).

Весьма часто сечение захвата уровней, идентифицируемых методом шумовой спектроскопии, экспоненциально зависит от температуры: $\sigma = \sigma_0 \exp(E_1/kT)$ [1,2,4,6,7]. В таких условиях обработка экспериментальных результатов стандартным способом, с помощью построения прямых Аррениуса, приводит к грубым ошибкам в определении глубины залегания уровня $E_0$, а иногда и к качественно неверным результатам (см. соответствующий анализ в работе [8]).

Недавно в работе [8] был предложен новый метод определения параметров уровней из результатов шумовых измерений, позволяющий в условиях экспоненциальной зависимости сечения захвата от температуры определять все основные параметры локального уровня: глубину залегания $E_0$, энергию $E_1$, сечение $\sigma_0$ и концентрацию примесных центров $N_t$.

Предложенный в работе [8] метод состоит в следующем.

Рассматривается типичная экспериментальная ситуация. Полупроводник (для определенности $n$-типа проводимости) легирован мелкой примесью с концентрацией $N_d$, значительно превосходящей концентрацию всех других уровней. Во всем рассматриваемом температурном диапазоне мелкие доноры полностью ионизованы ($n_0 = N_d$). Положение уровня Ферми $E_F$ в запрещенной зоне определяется выражением

$$E_F = kT \cdot \ln \frac{N_c}{N_d}, \tag{1}$$

где $N_c$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. В запрещенной зоне полупроводника существует локальный уровень с глубиной залегания $E_0$ и концентрацией $N_t$. Флуктуации заселенности этого уровня определяют наблюдаемые флуктуации сопротивления.

Пусть результаты измерений представлены в виде зависимости относительной спектральной плотности шума от температуры $S(T)$ для нескольких частот анализа (рис. 1). Такая форма представления результатов достаточно типична [4,7,9–11].

В одном из двух рассмотренных в работе [8] предельных случаев, когда уровень Ферми в температурном диапазоне измерений лежит ниже уровня $E_0$ ($E_F \gg E_0$, уровень практически пуст), выражение для спектральной плотности шума $S$ имеет вид [8]

$$S = \frac{S_R}{R^2} = \frac{S_I}{I^2} \cong A\tau_0^2 \frac{F^2 \mathrm{e}^{(E_1/kT)}}{1 + \omega_0^2 \tau_0^2 F^2 \mathrm{e}^{(2E_1/kT)}}, \tag{2}$$

где $A = 4N_t/VN_d^2$, $V$ — объем образца, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, $f$ — частота анализа, $\tau_0 = (\sigma_0 v_t n_0)^{-1}$, $v_t$ — тепловая скорость электро-

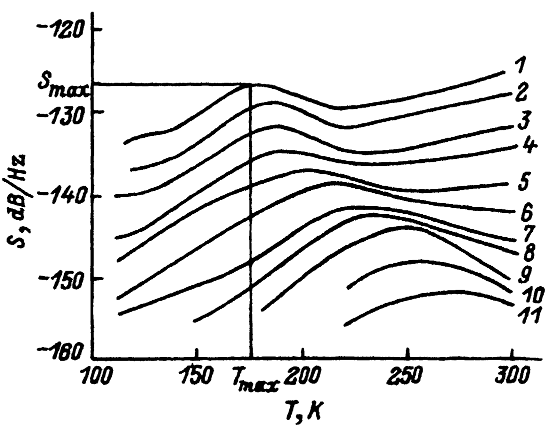


**Рис. 1.** Температурная зависимость спектральной плотности шума для GaAs с концентрацией мелких доноров $N_d = 10^{15}$ см$^{-3}$ [4]. Частота анализа $f = \omega/2\pi$, Гц: *1* — 20, *2* — 40, *3* — 80, *4* — 160, *5* — 320, *6* — 640, *7* — 1280, *8* — 2500, *9* — $5 \cdot 10^3$, *10* — $10^4$, *11* — $2 \cdot 10^4$.

нов, $F$ — функция заполнения уровня,

$$F = \frac{1}{1 + e^{[(E_F - E_0)/kT]}}. \tag{3}$$

Предполагается, что энергия отсчитывается от дна зоны проводимости вниз к валентной зоне.

В рассматриваемом случае ($E_F \gg E_0$)

$$F \cong \frac{N_d}{N_c} e^{E_0/kT} \ll 1. \tag{4}$$

Как показано в работе [8], температура $T_{\max}$ для частоты анализа $\omega = 2\pi f$ (см. рис. 1) может быть определена из условия

$$\frac{1}{kT_{\max}} = \frac{1}{2(E_0 + E_1)} \ln \frac{2E_0 + E_1}{E_1 \omega^2 \tau_0^2 (N_d/N_c)^2}. \tag{5}$$

Из выражения (5) следует, что при $E_1 \gg E_0$ для каждой частоты наблюдения $\omega$ условию $T = T_{\max}$ соответствует равенство $\omega\tau = 1$, где $\tau = \tau_0 F \exp(E_1/kT_{\max})$ — постоянная времени релаксации уровня при отклонении заполнения от равновесного значения. Интересно отметить, что во многих работах, где при анализе экспериментальных результатов температурной зависимостью сечения захвата пренебрегается (т.е. предполагается, что $E_1 = 0$), также принимается, что $\omega\tau = 1$ при $T = T_{\max}$ (см., например, [7,9]). Между тем при $E_1 = 0$ такое предположение неверно и может приводить к существенной погрешности при определении глубины залегания уровня $E_0$ (см. *Приложение*).

Используя (5), из выражения (2) легко найти значение $S_{\max}$ в максимуме на частоте $\omega$ при температуре $T_{\max}$:

$$S_{\max} = \frac{A}{\tau_0} \frac{\tau_1^2 \left(\frac{2E_0 + E_1}{\omega^2 \tau_1^2 E_1}\right)^{(2E_0 + E_1)/(2E_0 + 2E_1)}}{1 + \frac{2E_0 + E_1}{E_1}}, \tag{6}$$

где $\tau_1 = \tau_0 (N_d/N_c)$.

Из выражения (5) следует, что зависимость $1/kT_{\max}$ от $\ln\omega$ представляет собой в рассматриваемом случае прямую линию, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен $1/(E_1 + E_0)$. Из выражения (6) видно, что наклон прямой зависимости $\ln S_{\max}$ от $\ln\omega$ равняется $(2E_0 + E_1)/(E_0 + E_1)$. Таким образом, построив для нескольких частот анализа зависимости $1/kT_{\max}$ от $\ln\omega$ и $\ln S_{\max}$ от $\ln\omega$, можно определить раздельно энергию активации $E_1$ и глубину залегания уровня $E_0$. Затем из выражений, приведенных в [8], определяются значения $\sigma_0$ и $N_t$.

Заметим, что в рассматриваемом предельном случае наклон зависимости $\ln S_{\max}$ от $\ln\omega$ лежит в пределах от 1 до 2 в зависимости от соотношения $E_1$ и $E_0$. При $E_1 \ll E_0$ зависимость $S_{\max}$ от $\omega$ близка к виду $S_{\max} \propto 1/\omega^2$. При $E_1 \gg E_0$ $S_{\max} \propto 1/\omega$. В последнем случае и зависимость $1/kT_{\max}$, и зависимость $\ln S_{\max}$ от $\ln\omega$ определяются практически только величиной $E_1$. В этом случае величина $E_0$ предложенным методом определена быть не может.

В противоположном предельном случае, когда уровень Ферми во всем температурном диапазоне измерений лежит выше уровня $E_0$ ($E_F \ll E_0$, уровень практически заполнен), выражение для $S$ имеет вид

$$S \simeq A\tau_0 \frac{e^{E_1/kT}(1-F)}{1+\omega^2\tau_0^2 e^{2E_1/kT}}. \tag{7}$$

Температура $T_{max}$ определяется выражением

$$\frac{1}{kT_{max}} = \frac{1}{2E_1} \ln \frac{(E_1 - E_0)}{(E_1 + E_0)\omega^2\tau_0^2}. \tag{8}$$

Величина $S_{max}$ при температуре $T_{max}$ равняется

$$S_{max} = \frac{A\tau_0 \frac{N_c}{N_d} \left(\frac{E_1-E_0}{(E_1+E_0)\omega^2\tau_0^2}\right)^{(E_1-E_0)/2E_1}}{1+\frac{E_1-E_0}{E_1+E_0}}. \tag{9}$$

При $E_1 < E_0$ в этом случае максимум на зависимости $S(T)$ отсутствует. При $E_1 > E_0$ наклон зависимости $1/kT_{max}$ от $\ln\omega$ определяется величиной $E_1$, наклон зависимости $\ln S_{max}$ от $\ln\omega$ — величиной $(E_1 - E_0)/E_1$ [8]. Очевидно, что при $E_1 \gg E_0$ в этом, как и в предыдущем, случае $S_{max} \propto 1/\omega$. При уменьшении отношения $E_1/E_0$ наклон зависимости $S_{max}(\omega)$ уменьшается, стремясь к нулю при $E_1/E_0$, стремящемся к единице.

Как показывает проделанный в [8] анализ многочисленных экспериментальных данных, случай, когда $E_1 \gg E_0$, реализуется экспериментально достаточно часто. В этом случае предложенная в [8] методика не позволяет определить глубину залегания уровня $E_0$. Более того, из приведенных выше результатов ясно, что в этом случае из данных шумовой спектроскопии трудно даже судить, выше или ниже уровня Ферми находится исследуемый уровень.

Покажем, что использование зона-зонной подсветки может позволить уточнить глубину залегания уровня $E_0$.

Ранее слабая зона-зонная подсветка ($\Delta\sigma \ll \sigma_0$, где $\Delta\sigma$ — фотопроводимость при подсветке, $\sigma_0$ — темновая проводимость) была использована в ряде работ для определения природы шума $1/f$ в Si и GaAs (см. соответствующие ссылки в работе [12]). Было показано, что возникающие при межзонной подсветке неосновные носители (дырки), захватываясь на уровни, ответственные за низкочастотный шум в полупроводниках, способны сильно изменить функцию заполнения уровней $F$ даже при $\Delta\sigma/\sigma \leqslant 10^{-3} \div 10^{-5}$. Изменение $F$ влечет за собой изменение уровня шума.

Как показано в работе [13], в присутствии подсветки при концентрации свободных дырок $p$ выражение для спектральной плотности шума сохраняется при замене $F$ на $F^*$, где

$$F^* = \frac{1}{1+\beta F} = \frac{1}{1+\beta+e^{(E_F'-E_0)/kT}}, \tag{10}$$

$\beta = \tau_0/\tau_p$, $\tau_p = (\eta p)^{-1}$, $\eta$ — вероятность захвата дырки на рассматриваемый уровень в единицу времени в единице объема.

Параметр $\beta$, пропорциональный концентрации свободных дырок $p$, при малых уровнях подсветки ($\Delta n \ll n_0$) пропорционален, очевидно, интенсивности освещения $J$. Заметим, что концентрация подвижных дырок $p$ определяется не только захватом на данный уровень, но и захватом на все рекомбинационные уровни в материале. Заметим также, что концентрация подвижных дырок может быть значительно меньшей, чем концентрация избыточных электронов $\Delta n$, определяющая фотопроводимость (см., например, [14,15]).

Снова вернемся к случаю, когда уровень Ферми лежит ниже исследуемого уровня (уровень практически пуст). Пусть из темновых измерений определена температура $T_{\max}$ и амплитуда шума $S_{\max}$ на данной частоте $\omega$. При температуре $T_{\max}$ осуществим слабую зона-зонную подсветку образца. Изменение шума будет определяться величиной и знаком производной $dS_{\max}/d\beta$. Заменяя в выражении (2) $F$ на $F^*$ и используя (5), получим

$$\frac{dS_{\max}}{d\beta} = -\frac{A\tau_0}{2}\left(\frac{N_d}{N_c}\right)^3 e^{(3E_0+E_1)/kT_{\max}}. \tag{11}$$

Шум уменьшается с увеличением интенсивности подсветки.

На рис. 2 и 3 показаны результаты численных расчетов влияния зона-зонной подсветки на шумовые спектры уровня, экспериментально наблюдавшегося в работе [4]. Уровень, обусловленный, по-видимому, структурными дефектами, наблюдался в работе [4] в $n$-GaAs с концентрацией электронов $n_0 = 10^{15}$ см$^{-3}$ в диапазоне температур 170–250 K (рис. 1). Уровень характеризуется глубиной залегания $E_0 \cong 0.1$ эВ, экспоненциальной температурной зависимостью сечения захвата $\sigma$ и очень малым ($\sigma = 10^{-19} \div 10^{-21}$ см$^2$) значением сечения в исследованном температурном диапазоне.

При расчете использовались экспериментальные данные для объема образца $V = 5 \cdot 10^{-8}$ см$^3$, концентрации доноров $N_d = 10^{15}$ см$^{-3}$, глубины залегания уровня $E_0 = 0.1$ эВ. Величины $E_1 = 0.25$ эВ, $N_t = 5 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ и $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-14}$ см$^2$ определены из экспериментальных данных по методике, описанной в [8]. Расчет проделан с учетом температурной зависимости тепловой скорости электронов $v_t$ ($v_t \propto T^{1/2}$) и плотности состояний $N_c$ ($N_c \propto T^{3/2}$) по общей формуле для спектральной плотности шума. Значение $N_c$ принималось равным $N_c\,[\text{см}^{-3}] = 3.9 \cdot 10^{17}(T\,[\text{K}]/300)^{3/2}$, величина тепловой скорости — $v_t\,[\text{см/с}] = 4.6 \cdot 10^7(T\,[\text{K}]/300)^{1/2}$. В GaAs с $n_0 = 10^{15}$ см$^{-3}$ уровень Ферми лежит ниже исследуемого уровня ($E_F > 0.1$ эВ) при температурах $T \geqslant 200$ K.

На вставке к рис. 2 показаны температурные зависимости $S(T)$ в районе температур максимума $T_{\max}$ для четырех частот анализа. Видно, что подсветка при $T = T_{\max}$ подавляет шум. С ростом частоты анализа (повышением $T_{\max}$) влияние подсветки на шум уменьшается.

На рис. 2 показаны зависимости $S_{\max}$ от $\beta$ для различных частот анализа. Видно, что при малых $\beta$ уменьшение амплитуды шума с возрастанием $\beta$ (увеличением интенсивности подсветки) остается линейным при достаточно больших изменениях $S$, которые легко могут быть

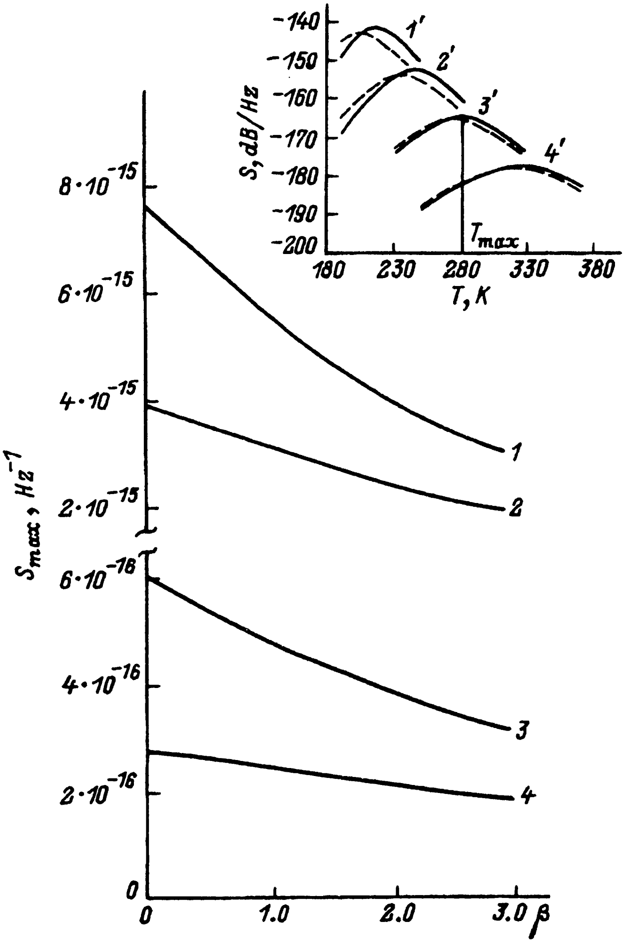


**Рис. 2.** Зависимость шума при температурах $T_{\max}$ от $\beta$ для различных частот анализа. Следует обратить внимание на разрыв в шкале по вертикальной оси и линейную шкалу для значений $S$.
Частоты анализа $f = \omega/2\pi$, Гц: *1* — $10^3$, *2* — $2 \cdot 10^3$, *3* — $10^4$, *4* — $2 \cdot 10^4$.
На вставке — расчетные температурные зависимости $S(T)$ для различных частот анализа (ср. с экспериментальными зависимостями на рис. 1), сплошные линии — темновые зависимости, штриховые — расчет для $\beta = 3$, частота анализа $f = \omega/2\pi$, Гц: *1'* — $10^3$, *2'* — $10^4$, *3'* — $10^5$, *4'* — $10^6$.

измерены экспериментально. С дальнейшим увеличением $\beta$ зависимость $S(\beta)$ заметно насыщается.

Из выражения (11) следует, что если измерить значение $\gamma = dS_{\max}/d\beta$ для нескольких частот анализа $\omega = 2\pi f$ (т.е. для нескольких значений температуры $T_{\max}$), а затем построить зависимость $\ln\gamma$ от $1/T_{\max}$, то наклон прямой зависимости $\ln\gamma$ от $1/T_{\max}$ определится величиной $3E_0 + E_1$ (рис. 3). На рис. 3 показана зависимость $\ln\gamma$ от $1/T_{\max}$, рассчитанная для того же центра в GaAs, параметры которого анализировались выше. Видно, что при $1000/T_{\max} \leqslant 4$ ($T_{\max} \geqslant 250\,\mathrm{K}$) зависимость $\ln\gamma$ от $1/T_{\max}$ действительно близка к прямой. Определив

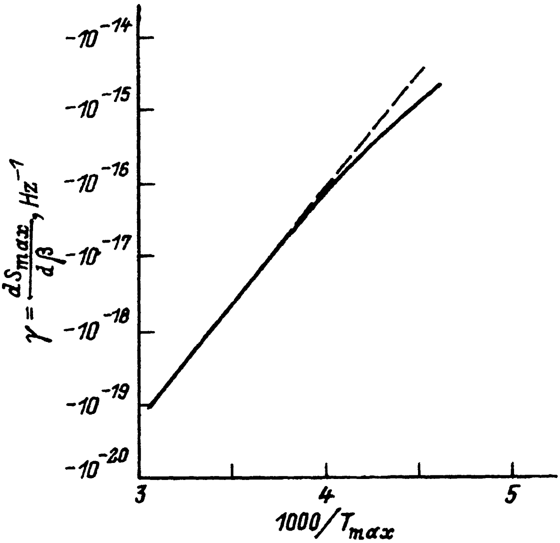


**Рис. 3.** Зависимость $\gamma = (dS_{\max}/d\beta)$ от $1000/T_{\max}$ (сплошная линия). Штриховая прямая соответствует тангенсу угла наклона к оси абсцисс, равному $3E_0 + E_1$.

значение $\operatorname{tg}\theta \simeq 3E_0 + E_1$ и зная величину $E_1$ из темновых измерений, можно найти глубину залегания уровня $E_0$. Заметим, что с практической точки зрения наличие множителя 3 перед $E_0$ весьма важно. Как показывает опыт численных расчетов и анализа экспериментальных данных [8], при $E_0 \leqslant 0.1E_1$ наклон темновой зависимости $\ln S_{\max}$ от $\ln\omega$, определяемый величиной $(2E_0 + E_1)/(E_0 + E_1) \leqslant 1.1$ (см. выражение (6)), при практически достижимой экспериментальной точности невозможно отличить от единицы. Однако наклон, соответствующий $\operatorname{tg}\theta \simeq 1.3E_1$, легко отличить от наклона, соответствующего величине $\operatorname{tg}\theta \simeq E_1$.

Важно заметить также, что для определения величины $E_0$ указанным способом не нужно определять абсолютные значения $\beta$. Считая, что при малых $\beta$ величина $\beta$ пропорциональна интенсивности подсветки $J$, достаточно измерить значения $dS_{\max}/dJ$ при нескольких частотах анализа и построить зависимость $\ln(dS_{\max}/dJ)$ от $1/T_{\max}$. Из выражения (11) ясно, что наклон этой зависимости также равен $3E_0 + E_1$.

Рассмотрим теперь противоположный предельный случай, когда уровень Ферми лежит выше исследуемого уровня (уровень практически заполнен). Из выражения (9) с учетом (10) можно найти величину $\gamma = dS_{\max}/d\beta$:

$$\gamma = \frac{dS_{\max}}{d\beta} = A\tau_0 \frac{E_1 + E_0}{2E_1} \mathrm{e}^{E_1/kT_{\max}}. \tag{12}$$

Видно, что в этом случае величина $dS_{\max}/d\beta$ положительна. С ростом температуры величина $\gamma$ убывает.

На рис. 4 показаны зависимости $S_{\max}(\beta)$, численно рассчитанные для уровня, наблюдавшегося в сильно легированном ($N_d \cong 10^{17}$ см$^{-3}$) $n$-GaAs в работе [16]. При расчете использовались экспериментальные данные для объема образца $V = 2 \cdot 10^{-9}$ см$^3$ и концентрации доноров $N_d = 10^{17}$ см$^{-3}$, а также параметры уровня, установленные в работе [8]: глубина залегания $E_0 = 0.07$ эВ, энергия активации сечения захвата

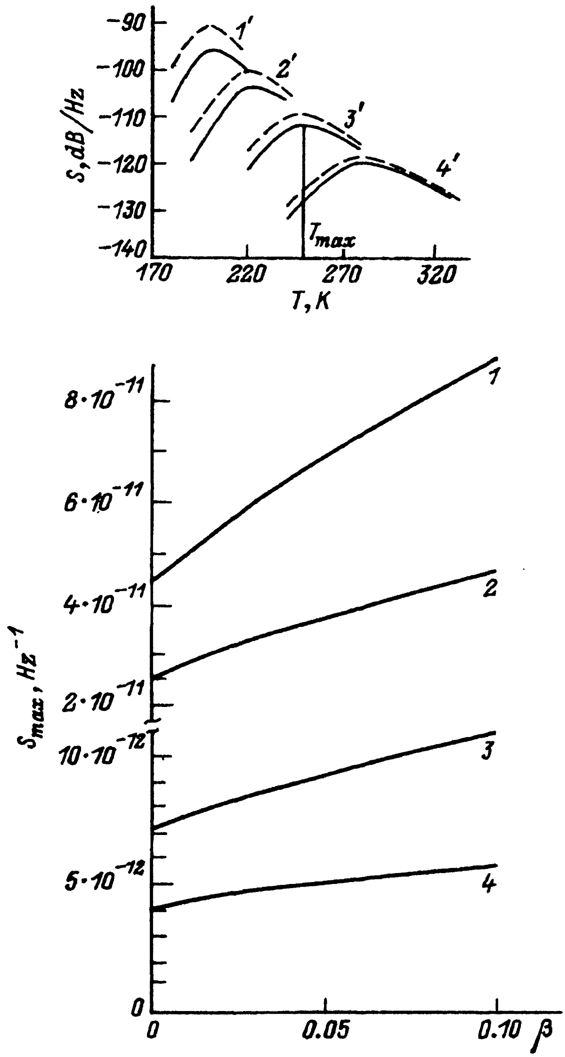


**Рис. 4.** Зависимости шума при температурах $T_{\max}$ от $\beta$ для частот анализа $f = \omega/2\pi$, Гц: *1* — 0.1, *2* — 0.2, *3* — 1, *4* — 2. На вставке — расчетные температурные зависимости $S(T)$ для частот анализа $f = \omega/2\pi$, Гц: *1'* — $10^{-2}$, *2'* — $10^{-1}$, *3'* — 1, *4'* — 10.
Сплошные линии — темновые зависимости, штриховые — расчет для $\beta = 0.1$.

$E_1 = 0.4$ эВ, $N_t = 5 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ и $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-16}$ см$^2$. При $T < 300$ K уровень лежит заметно ниже уровня Ферми и коэффициент заполнения $F$ близок к единице. На вставке к рис. 4 показаны температурные зависимости $S(T)$ в районе температур максимума $T_{\max}$ для четырех частот анализа при одном и том же значении $\beta = 0.1$. Подсветка увеличивает шум. С ростом частоты анализа (с повышением $T_{\max}$) влияние подсветки на шум уменьшается). Из рис. 4 видно, что при малых $\beta$ шум растет линейно с $\beta$ (с увеличением интенсивности подсветки) так, что величина $dS_{\max}/d\beta$ может быть измерена экспериментально. Видно, что линейному росту $S_{\max}(\beta)$ соответствуют гораздо меньшие, чем в противоположном предельном случае, величины $\beta$ (ср. с рис. 2).

На рис. 5 показана зависимость $\ln\gamma = \ln(dS_{\max}/d\beta)$ от $1/T_{\max}$, рассчитанная для анализируемого уровня. Видно, что при $T_{\max} < 250$ K

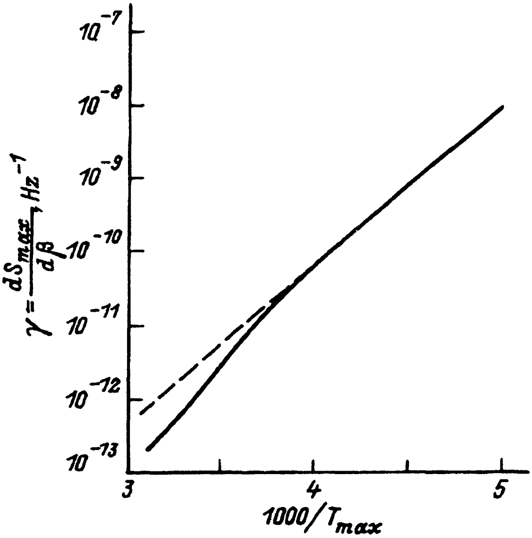


**Рис. 5.** Зависимость $\gamma = (dS_{\max}/d\beta)$ от $1000/T_{\max}$ (сплошная линия). Штриховая прямая соответствует тангенсу угла наклона к оси абсцисс, равному $E_1$.

зависимость представляет собой прямую линию. Легко проверить, что наклон прямой к оси абсцисс соответствует величине $E_1 = 0.4$ эВ.

Таким образом, для обоих предельных случаев аналитические выражения (11) и (12) хорошо совпадают с результатами точных численных расчетов, проделанных по полной формуле для зависимости $S(\omega, T)$ с учетом температурной зависимости $v_t$ и $N_c$.

Использование зона-зонной подсветки может оказаться полезным также при определении глубины залегания уровня $E_0$ в случае, когда в использованном температурном диапазоне уровень Ферми пересекает исследуемый уровень.

Для этого случая в работе [1] предложен метод определения величины $E_0$. Однако этот метод может быть использован только при соблюдении двух условий. Результаты шумовых измерений должны быть представлены в форме частотных зависимостей $S(\omega)$ при различных температурах. Зависимость постоянной времени $\tau$ от температуры должна быть измерена в достаточно широком диапазоне температур. К сожалению, выполнить второе условие удается достаточно редко. Наблюдениям в широком температурном диапазоне мешают другие источники шума.

Между тем, когда результаты представлены в форме зависимостей $S(T)$ при различных частотах анализа (рис. 1), характерные максимумы на зависимостях $S(T)$ удается наблюдать даже тогда, когда проследить за зависимостью $\tau(T)$ в сколько-нибудь широком диапазоне температур на кривых $S(\omega)$ не удается [7,8].

Ранее мы видели, что если при температуре $T_{\max}$ на частоте $\omega$ уровень лежит заметно ниже уровня Ферми ($E_F \ll E_0$), зона-зонная подсветка повышает шум при температуре $T_{\max}$. При $E_F \gg E_0$ подсветка понижает шум. Покажем, что если на частоте анализа $\omega_0$ при температуре максимума $T_{0\,\max}$ подсветка не влияет на шум ($dS_{\max}/d\beta = 0$), то при температуре $T_{0\,\max}$ уровень Ферми совпадает с исследуемым уровнем $E_0$ (для случая $E_1 \gg E_0$).

Для этого прежде всего заметим, что при $E_1 \gg E_0$ условие максимума на зависимости $S(T)$ во всех случаях имеет вид

$$\omega\tau = 2\pi f \tau_0 F e^{(E_1/kT)} = 1.$$

В самом деле, с учетом температурной зависимости сечения захвата полное выражение для спектральной плотности шума имеет вид

$$S = A\tau_0 \frac{e^{E_1/kT} F^2(1-F)}{1+\left(\omega\tau_0 F e^{E_1/kT}\right)^2}. \tag{13}$$

При $E_1 \gg E_0$ температурная зависимость $S$ определяется в основном изменением с температурой сечения захвата. Следовательно, величину $F$ можно приближенно считать не зависящей от температуры. При этом, дифференцируя $S$ по $1/kT$, получим, что условию максимума соответствует равенство

$$\omega\tau_0 F e^{E_1/kT_{\max}} = aF = 1. \tag{14}$$

С другой стороны, записав условие $\gamma = dS_{\max}/d\beta = 0$ в виде $\gamma = (dS/dF)\cdot(dF/d\beta)$, легко убедиться, что величина $\gamma$ может равняться нулю только при $dS/dF = 0$. Дифференцируя (13) по $F$, получим, что $dS/dF = 0$ при

$$2 - 3F - a^2F^3 = 0, \tag{15}$$

или, с учетом (14), $F = 0.5$. Условие $F = 0.5$ означает, что уровень Ферми совпадает с исследуемым уровнем.

Таким образом, изменение знака $dS_{\max}/d\beta$ при температуре максимума $T_{0\,\max}$ соответствует пересечению уровнем Ферми исследуемого уровня.

Интересно отметить, что в случае, когда $E_0 \gg E_1$, т.е. когда сечение захвата можно считать не зависящим от температуры, слабая подсветка не должна влиять на уровень шума в максимуме $S_{\max}$ ни при каких частотах анализа. В самом деле, при $E_1 = 0$ от температуры зависит только функция заполнения $F$:

$$S = A\tau_0 \frac{F^2(1-F)}{1+(\omega\tau_0 F)^2}. \tag{16}$$

Очевидно, что условие максимума на температурной зависимости шума $dS/dF = 0$ совпадает с условием $dS/d\beta = 0$.

Таким образом, использование зона-зонной подсветки позволяет достаточно просто установить, зависит ли экспоненциально сечение захвата исследуемого уровня от температуры. Отсутствие зависимости шума при $S = S_{\max}$ от слабой подсветки при всех частотах анализа служит доказательством того, что сечение не зависит или слабо зависит от температуры.

Авторы искренне признательны Н.В. Дьяконовой и М.И. Дьяконову за прочтение рукописи и ценные замечания. Мы также искренне признательны за финансовую поддержку настоящей работы Cree Research Inc.

Покажем, что при отсутствии экспоненциальной зависимости сечения захвата уровня от температуры ($E_1 = 0$) условию максимума на температурной зависимости $S(T)$ может отвечать, в принципе, сколь угодно большое значение $\omega\tau$. Дифференцируя (16) по $F$, получим, что максимум на зависимости $S(T)$ отвечает условию

$$2 - 3F - b^2 F^3 = 0, \tag{17}$$

где $b = \omega\tau_0$.

При $b \ll 1$ решение (17) $F = 2/3$ соответствует хорошо известному условия максимума в области низких частот анализа $\omega\tau = \omega\tau_0 F \ll 1$. При $b \gg 1$ решению (17) отвечает условие

$$F = \sqrt[3]{2/b^2}$$

или

$$\omega\tau = \omega\tau_0 F = \sqrt[3]{2b}. \tag{18}$$

Как правило, при шумовой спектроскопии локальных уровней частотный диапазон анализа составляет 4–6 порядков. Если предположить, что на нижних частотах анализа $\omega$ максимуму на зависимости $S(T)$ отвечает условие $\omega\tau \simeq 1$, то на верхних частотах значению $S_{\max}$ будет отвечать условие $\omega\tau \simeq 30-120$.

Обычно при постоении прямых Аррениуса для определения величины $E_0$ стараются уменьшить погрешность, откладывая по оси абсцисс не величину $\tau = 1/\omega = 1/2\pi f$, а величину $T^2\tau$. Таким образом учитывается температурная зависимость тепловой скорости носителей $v_t$ и плотности состояний $N_c$. При этом, однако, принимается, что при $T = T_{\max}$ на всех частотах выполняется условие $\omega\tau = 1$. При изменении частоты анализа на 4–6 порядков температура максимума $T_{\max}$ редко меняется больше чем в 2 раза. Таким образом, погрешность из-за неучета температурной зависимости $N_c$ и $v_t$ практически не превышает 4. В то же время погрешность из-за пренебрежения зависимостью величины $\omega\tau$ от $\omega$ (при $T = T_{\max}$), как видно из приведенной оценки, может приводить к ошибке на 1.5–2 порядка.

## Список литературы


[1] J.A. Copeland. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-18**, 50 (1971).
[2] J. Magarshack, A. Mircea, A. Roussel. Acta Electron., **15**, 233 (1972).
[3] З.Л. Шоблицкас, В.П. Паленскис. Лит. физ. сб., **35**, 88 (1985).
[4] Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев. ФТП, **25**, 355 (1991).
[5] Н.Б. Лукьянчикова. Лит. физ. сб., **20**, 25 (1980).
[6] J.R. Kirtley, T.N. Theis, P.M. Mooney, S.L. Wright. J. Appl. Phys., **63**, 1541 (1986).
[7] D. Sodini, A. Touboul, G. Lecoy, M. Savelli. Electron. Lett., **12**, 42 (1976).
[8] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev. Semicond. Sci. Techn. (1994) (в печати).
[9] F.J. Scholz, J.W.-Roach. Sol. St. Electron., **35**, 447 (1992).
[10] K. Kandiah. *Proc. 8th Int. Conf. on «Noise in Phys. Syst» and 4th Int. Conf. on «1/f Noise»* (Rome, 1985) p. 19.
[11] D.C. Murray, A.G.R. Evans, J.C. Curter. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-38**, 407 (1991).
[12] Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев. ФТП, **25**, 2065 (1991).

[13] Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн. ФТП, **23**, 283 (1989).
[14] В.М. Ботнарюк, Ю.В. Жиляев, А.Г. Кечек, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, М.И. Шульга. Письма в ЖТФ, **14**, 181 (1988).
[15] G.A. Acket, J.J. Scheer. Sol. St. Electron., **14**, 167 (1971).
[16] М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев. Письма в ЖТФ, **19**, 55 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## The use of the band-to-band illumination to determine local level parameters in the noise spectroscopy technique

*M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

The effect of the band-to-band illumination on the generation-recombination noise has been analyzed. It is shown that this illumination makes it possible to determine directly the local level parameters if the capture cross-section of carriers $\sigma$ depends exponentially on the temperature ($\sigma = \sigma_0 \exp(E_1/kT)$). For the case when the capture cross-section depends on the temperature exponentially, this technique allows to find the parameters of local levels, $E_1 \gg E_0$ ($E_0$ being the level position in the forbidden gap). In the limiting cases, when Fermi level $E_F$ lies significantly below $((E_F - E_0) \gg kT)$ or above $((E_F - E_0) \ll kT)$ in relation to $E_0$ level, simple analytical expressions have been obtained. Computer simulations agree well with the analytical expressions obtained.