

ЭФФЕКТИВНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ В УЛЬТРАТОНКИХ НИТЯХ ПРОВОДНИКОВ

© В.Ю.Бутко

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 23 августа 1994 г.
В окончательной редакции 20 сентября 1995 г.)

Оценивается, во сколько раз время экранирования (T_p) высокочастотных полей в тонких нитях проводников больше, чем в случае частиц невытянутой формы. Показано, что $1/T_p$ в ультратонких металлических нитях может достигать СВЧ- и дальнего ИК-диапазонов. Большая величина T_p приводит к эффективному преобразованию в этих нитях энергии высокочастотного излучения в кинетическую энергию направленного движения электронов. Определены величины этой энергии и дипольной поляризуемости нити при различных значениях T_p . Экспериментальные данные о величине и температурной зависимости поглощения СВЧ-излучения в ультратонких нитях проводников подтверждают вывод о том, что $1/T_p$ для них лежит в СВЧ-диапазоне.

Время экранирования невихревых электрических компонент электромагнитных полей СВЧ- и дальнего ИК-диапазонов в проводящих частицах невытянутой формы одного порядка с обратной классической плазменной частотой $1/\omega_{p0} = (m/4 \cdot n\pi e^2)^{1/2}$ (здесь e и m — заряд и масса электрона соответственно, n — концентрация носителей заряда). Для металлов $1/T_p$ лежит в оптическом либо ультрафиолетовом диапазоне.

В то же время проводники, в которых T_p существенно больше, представляют практический интерес. Это обусловлено тем, что при увеличении времени экранирования возрастает энергия направленного движения, приобретаемая электронами под действием поля. Приобретенная энергия впоследствии рассеивается посредством излучательных или безызлучательных электрон-релаксационных процессов. Такие системы могут быть использованы, в частности, для создания эффективных анизотропных поглотителей (СВЧ-поглощающие материалы, болометры), нелинейных устройств и переизлучателей высокочастотных полей.

Электрон-релаксационные процессы в случае вырожденного электронного газа, особенно для низкоразмерных структур, имеют ряд существенных особенностей (наиболее интересны свойства таких систем вблизи сверхпроводящего перехода, а также в условиях размерного

квантования). В этой связи важно рассмотреть возможность увеличения T_p не за счет снижения концентрации носителей заряда, как это может быть достигнуто в полупроводниках, а путем выбора формы проводящей частицы. Такое рассмотрение в общем случае требует решения сложной самосогласованной задачи (поле внутри частицы существенно зависит от наводимых в ней зарядов, распределение которых в свою очередь определяется действующим на них полем). В то же время в настоящей работе данные о степени увеличения T_p для тонких нитей оказалось возможным получить с помощью простой аналитической оценки времени экранирования снизу ($T_{p \min}$).

1. Время экранирования квазистационарного электромагнитного поля в тонких нитях проводников

Рассматривается тонкий немагнитный проводящий (полупроводящий) цилиндр во внешнем квазистационарном [1] электромагнитном поле. Предполагается, что электрическая компонента поля параллельна оси цилиндра и

$$r \ll \delta, \quad r \ll L_{\text{unif}}, \quad (1)$$

$$L \ll L_{\text{unif}}, \quad (2)$$

где r и $2L$ — радиус и длина цилиндра, L_{unif} — длина области вдоль его оси, в которой электрическое поле является квазиоднородным, δ — глубина скин-слоя [1].

Используя электростатические формулы монографии [1], находим заряд, который должен пройти через центральное поперечное сечение цилиндра (CC') (рис. 1) для полного экранирования внутри него внешнего электрического поля. Оцениваем время, необходимое для прохождения этого заряда через данное сечение, пренебрегая при расчете ускорения электронов частичным экранированием внешнего поля. Результаты в двух предельных случаях имеют следующий вид. При $T_p \ll \tau$ (τ — время электрон-релаксационных процессов)

$$T_{p \min} = \frac{L}{r} \left(\frac{m}{4 \left(\ln \left(\frac{4L}{r} \right) - \frac{7}{3} \right) e^2 n \pi} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

При пренебрежении логарифмической зависимостью $T_{p \min}$ от r и L формула (3) может быть переписана следующим образом:

$$\frac{1}{T_{p \min}} = A \omega_{p0} \frac{r}{L}, \quad (4)$$

где A — константа порядка единицы.

Если, например, $r = 5 \text{ nm}$, $L = 0.05 \text{ mm}$, $r/L = 10^{-4}$, то, используя для металлов $\omega_{p0} = 2 \cdot 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{Hz}$, получаем

$$\frac{1}{T_{p \min}} = 2 \cdot 10^{12} \text{ Hz} \quad (5)$$

(дальний ИК-диапазон).

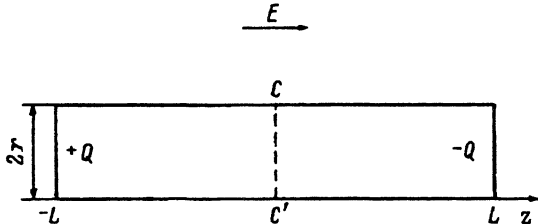


Рис. 1. Тонкий проводящий цилиндр в квазистационарном электромагнитном поле.

E — электрическая компонента этого поля, $+Q$ и $-Q$ — разноименные заряды, наводимые полем в каждой половине цилиндра. CC' — центральное сечение цилиндра.

В предельном случае $\tau \ll T_p$

$$\frac{1}{T_{p \min}} = B\omega_{p0}^2 \tau \left(\frac{r}{L}\right)^2, \quad (6)$$

где B — константа порядка единицы.

Например, если $\tau = 10^{-14}$ s, $r = 5$ nm, $L = 0.05$ mm, $\omega_{p0} = 2 \cdot 10^{16}$ rad · Hz, то

$$\frac{1}{T_{p \min}} = 2 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \quad (7)$$

(СВЧ-диапазон). Таким образом, снижение отношения r/L повышает T_p в обоих предельных случаях. Величина $1/T_p$ может быть снижена вплоть до СВЧ- и дальнего ИК-диапазонов в металлических нитях, для которых выполнено условие

$$\frac{r}{L} \leq 10^{-4}. \quad (8)$$

Увеличение T_p за счет повышения L ограничено условием (2). Величина L_{unif} в общем случае не превышает длины волны электромагнитного поля λ . Следовательно, для увеличения времени экранирования высокочастотных полей необходимо использовать ультратонкие нити. Радиус нитей для попадания $1/T_p$ в СВЧ- и дальний ИК-диапазон должен быть ограничен неравенством

$$r \leq 10^{-4} \cdot \lambda. \quad (9)$$

Отметим, что в случае $L > L_{\text{unif}}$ неравенство (9) также является необходимым условием рассматриваемого снижения $1/T_p$, поскольку максимальное расстояние, на которое при этом могут быть разнесены экранирующие электрическое поле разноименные заряды, по порядку величины совпадает с L_{unif} .

Величина кинетической энергии направленного движения K , приобретаемой электронами под действием высокочастотного излучения в нитях, определяется наименьшим из следующих параметров: T_p , τ и $1/\omega$, где ω — частота электромагнитного поля. В случае $T_p \ll \tau$, $T_p \ll 1/\omega$, используя (4), находим

$$K = \frac{m}{2} \left(\frac{eE}{mA\omega r} \frac{L}{r} \right)^2. \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что при увеличении отношения L/r энергия, приобретаемая электроном, может быть на несколько порядков повышена по сравнению со случаем частиц невытянутой формы. Предельной величиной возрастания этой энергии при увеличении T_p служит значение $K = m(eE\tau/m)^2/2$ для $\tau \ll 1/\omega$, а в случае $\tau \gg 1/\omega$ (например, для сверхпроводника) — величина $K = m(eE/m\omega)^2/2$.

Таким образом, при достижении условий $T_p > \tau$, $T_p > 1/\omega$ в ультратонких нитях проводников энергия высокочастотного поля эффективно передается электронам, что, как было отмечено выше, представляет практический интерес. Дипольная поляризуемость нити α определяется формулой

$$P = \alpha E. \quad (11)$$

Здесь P — дипольный момент цилиндра (нити), $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ — электрическая компонента внешнего электромагнитного поля. Рассмотрим два предельных случая $T_p \ll 1/\omega$ и $T_p \gg 1/\omega$.

1) $T_p \ll 1/\omega$. При этом внешнее электрическое поле внутри цилиндра полностью экранировано. Фаза дипольного момента P совпадает с фазой E . Здесь для P применима электростатическая формула из монографии [1]. Получаем

$$\alpha = \frac{L^3}{3(\ln(4L/r) - 7/3)}. \quad (12)$$

Оценим энергию высокочастотного поля F , поглощаемую в среднем в единице объема нити в единицу времени.

$$F = \frac{1}{VT} \int \operatorname{Re} j_z(z, t) \operatorname{Re} E_{in}(z, t) dV dt. \quad (13)$$

Здесь T — период поля, V — объем цилиндра, $E_{in}(z, t)$ — напряженность электрического поля, действующего на заряды внутри цилиндра, z — координата вдоль оси цилиндра, отсчитываемая от его середины, $j_z(z, t)$ — плотность тока. Связь $j_z(z, t)$ и $E_{in}(z, t)$ дается формулой

$$j_z(z, t) = \sigma_0 E_{in}(z, t). \quad (14)$$

Оценка E_{in} легко может быть получена исходя из уравнения сохранения заряда с учетом электростатического выражения для плотности

заряда, индуцированного на поверхности цилиндра [1]. После подстановки этой оценки в (13), (14), выполняя интегрирование, окончательно получаем

$$F = \frac{E_0^2 \omega^2 L^4}{\sigma_0 60 \pi^2 (\ln(4L/r) - 7/3)^2 r^4}. \quad (15)$$

Из (15) видно, что энергия F резко возрастает при увеличении отношения L/r до тех пор, пока выполняется условие полного экранирования.

2) $T_p \gg 1/\omega$ (слабое экранирование). В этом случае можно пренебречь снижением внешнего электрического поля внутри цилиндра (области вблизи концов цилиндра не вносят существенного вклада в значения определяемых параметров).

При $\tau \gg 1/\omega$ диссипации энергии за период действия поля практически не происходит. Электроны нити представляют собой идеальный газ, ускоряемый внешним полем.

Дипольный момент нити может быть найден по формуле

$$|P| = \int_V \int_t j_z dt dV. \quad (16)$$

Получаем

$$|P| = \frac{e^2 n V E_0}{m \omega^2}. \quad (17)$$

При $\tau \ll 1/\omega$ фаза тока совпадает с фазой внешнего поля

$$j_z = \sigma_0 E. \quad (18)$$

Используя хорошо известное выражение $\sigma_0 = e^2 n \tau / m$ [2], из (11) и (16) получаем

$$|\alpha| = \frac{V \sigma_0}{\omega} = \frac{V e^2 n \tau}{m \omega}. \quad (19)$$

Диссипация энергии поля (F) в единице объема нити в единицу времени дается формулой

$$F = \frac{1}{VT} \int_V \int_0^T \sigma_0 (\operatorname{Re}(E))^2 dt dV. \quad (20)$$

Получаем

$$F = \frac{1}{2} \sigma_0 E_0^2 = \frac{1}{2} e^2 n \tau E_0^2 / m. \quad (21)$$

3. Сравнение результатов расчета с экспериментом

В работе [3] экспериментально исследовались СВЧ-свойства систем ультратонких нитей проводников и полупроводников ($r \approx 5 \text{ nm}$, $2L \approx 0.1 \text{ mm}$) в каналах асбестов. Измерения проводились при температурах $\vartheta = 1.8\text{--}300 \text{ K}$.

Вывод о том, что в исследовавшихся в [3] ультратонких нитях был реализован нетрадиционный для проводников режим неполного экранирования, позволяет объяснить обнаруженную в этой работе немонотонную температурную зависимость поглощения СВЧ-излучения с учетом наблюдавшегося в работах [4,5] монотонного увеличения проводимости σ_0 при охлаждении подобных систем. Повышение поглощения при охлаждении образца от комнатной температуры до температуры жидкого азота качественно описывается с помощью выражения (21), полученного для случая слабого экранирования. Снижение же поглощения при дальнейшем охлаждении вплоть до гелиевых температур связано, вероятно, с переходом к режиму более полного экранирования, для которого температурная зависимость поглощения описывается выражением (15) с качественно другой зависимостью от проводимости σ_0 .

Сопоставление экспериментальных данных о величине поглощения СВЧ-излучения работы [3] с результатами расчета, полученными на основе выражений (15) и (21), иллюстрирует рис. 2. При проведении расчетов для системы ультратонких нитей предполагалось, что электрическое поле вблизи каждой нити внутри образца равно внешнему

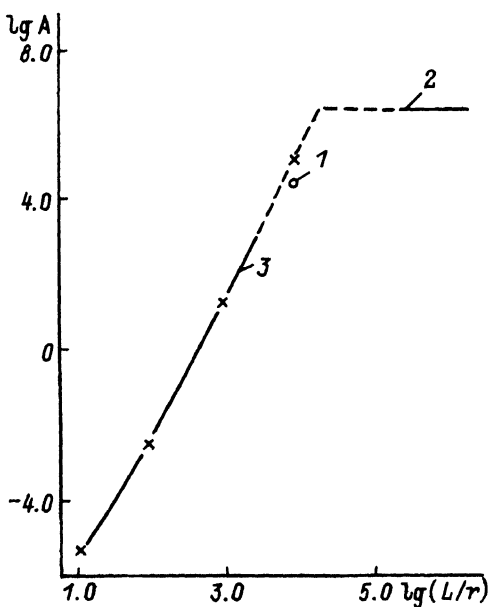


Рис. 2. Коэффициент поглощения СВЧ-излучения в ансамбле тонких ртутных нитей ($A = 4\pi F/(E_0^2 c)$, размерностью cm^{-3}) в зависимости от отношения длины нити к радиусу.

1 — экспериментальные результаты работы [3], 2 — результаты расчета для случая слабого экранирования, 3 — результаты расчета для случая полного экранирования.

(E_0). Из рис. 2 следует, что, несмотря на такое завышающее величину поглощения предположение, результаты расчета, полученные для случая слабого экранирования, близки по порядку величины к экспериментальным значениям.

В работе [3] было обнаружено эффективное подавление сверхпроводимости в ультратонких нитях ртути. Эти результаты также могут быть объяснены на основе положения настоящей работы о эффективном поглощении электронами энергии высокочастотных полей в ультратонких нитях проводников (большая величина полученной электронами энергии направленного движения, по-видимому, приводит к эффективному разрушению куперовских пар).

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В.Н. Богомолу, Ю.А. Кумзерову, Т.М. Павловой, С.Г. Романову и А.В. Фокину за помощь в работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. М. (1992). Т. 8. 661 с.
- [2] Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах / Пер. с нем. М. (1982). 270 с.
- [3] Богомол В.Н., Бутко В.Ю., Павлова Т.М., Фокин А.В. ФТТ **38**, 4 (1996).
- [4] Богомол В.Н., Колла Е.В., Кумзёров Ю.А. Письма в ЖЭТФ **41**, 1, 28 (1985).
- [5] Богомол В.Н., Кумзеров Ю.А., Прокофьев Д.Д. и др. ФТТ **18**, 4, 971 (1976).